WELLENEINKOPPLUNG BEI DER UNTEREN HYBRIDFREQUENZ IN SPIEGELKONFIGURATIONEN

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften

der

Abteilung für Physik und Astronomie

an der Ruhr-Universität Bochum

von

Günter Glomski

Dortmund

Bochum 1976

WELLENEINKOPPLUNG BEI DER UNTEREN HYBRIDFREQUENZ IN SPIEGELKONFIGURATIONEN

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines

Doktors der Naturwissenschaften

der

Abteilung für Physik und Astronomie

an der Ruhr-Universität Bochum

von
Günter Glomski
Dortmund

Bochum 1976

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Dissertation eingereicht am 23. 1. 1976

Tag der mündlichen Prüfung: 13. 2. 1976

Referent: Prof. Dr. H. Schlüter

Korreferent: Prof. Dr. H. J. Kunze

Inhalt

1.	Einleitung	2
2.	Theoretische Grundlagen	6
2.1	Vorbemerkungen	6
2.2	Momente der Boltzmanngleichung	6
2.3	Dispersionsbeziehungen aus dem 3-Flüssigkeits-Modell	9
2.4	Allgemeine Dispersionsbeziehung für das "kalte" Plasma	11
2.5	Die Richtung der Wellenausbreitung	14
2.6	Resonanzen	19
2.7	Das Plasmamodell	21
3.	Experimenteller Aufbau und diagnostische Mittel	25
3.1	Die Erzeugung des Targetplasmas	25
3.2	Hf-Einkopplung	28
3.3	Diagnostik	30
3.3.1	Bestimmung der eingekoppelten Leistung	30
3.3.2	Messung der Elektronendichte	31
3.3.3	Temperaturbestimmung	32
4.	Meßergebnisse und Diskussion	35
4.1	Lineare Experimente	35
4.1.1	Änderung der Spiegelgeometrie	36
4.1.2	Einfluß der Einkoppelgeometrie auf die Resonanzlage	41
4.2	Nichtlineare Experimente	44
5.	Zusammenfassung und Ausblick	50
	Anhang	53
	Literaturverzeichnis	57

1. Einleitung

Für die Aufheizungen von Plasmen in einem statischen Magnetfeld wurden in den letzten Jahren mehr und mehr die Bedingungen erforscht, unter denen es möglich ist, Hochfrequenzenergie in Magnetoplasmen einzukoppeln. Dazu war es nötig, das Absorptionsverhalten dieser Plasmen in Bezug auf elektromagnetische Wellen zu untersuchen.

Zunächst fanden in erster Linie die sogenannten Absorptionsresonanzen Beachtung. Hierunter versteht man das Auftreten sehr hoher Werte für den Imaginärteil des Brechungsindex an gewissen Stellen des Plasmas. Diese Resonanzen treten nur in einem schmalen Frequenzbereich auf, der durch die örtlichen Plasmaparameter festgelegt ist. Sie ermöglichen wegen der großen Real- und Imaginärteile des Brechungsindex eine kräftige Absorption der einfallenden Welle. Allerdings werden in Bereichen mit hohen Beträgen des Brechungsindex die Wellen zum großen Teil reflektiert oder anders ausgedrückt, werden praktisch nur die Randzonen des Plasmas aufgeheizt. Dadurch wird die Effektivität dieses Absorptionsmechanismus stark herabgesetzt.

Neben den Absorptionsresonanzen, die häufig "intrinsic" Resonanzen genannt werden, treten in den räumlich begrenzten Laborplasmen zusätzliche Resonanzen auf, die von der Geometrie des Plasmas abhängen. Wenn die Wellenlängen in die Größenordnung der Plasmadimensionen kommen - das ist in der Nähe der Absorptionsresonanzen meistens der Fall - dann können sich im Plasma stehende Wellen mit hohen Feldstärken aufschaukeln. Dadurch wird auch bei kleinem Imaginärteil des Brechungsindex im Endeffekt viel Feldenergie dissipiert. Die Effektivität dieses Absorptionsmechanismus wird durch die Reflexion von Wellen kaum beeinflußt. Das gesamte Plasmavolumen wird aufgeheizt. Daher sind die geometrischen Resonanzen im Hinblick auf eine Plasmaheizung durch Hochfrequenz von besonderem Interesse.

Ein theoretisches Modell von Skipping, Oakes und H. Schlüter [1] für ein zylindrisches, kaltes Magnetoplasma endlicher Länge ließ erwarten, daß auch im Bereich der unteren Hybridfrequenz geometrische Resonanzen auftreten. Die untere Hybridresonanz ergibt sich für Wellen, die sich senkrecht zum statischen Magnetfeld B_o mit $\underline{E} \perp \underline{B}_o$ ausbreiten, für die Frequenz $\omega_o = (\omega_i \omega_e)^{1/2}$. Dabei wird vorausgesetzt, daß die Plasmafrequenz der Elektronen ω_p viel größer ist als die Elektronenzyklotronfrequenz. ω_e und ω_i bedeuten die Zyklotronfrequenzen der Elektronen bzw. der Ionen. Elektronen und Ionen erhalten in dieser Resonanz in etwa gleiche Oszillationsenergie. Daher ist anzunehmen, daß über die Anregung von geometrischen Resonanzen in der Nähe der unteren Hybridfrequenz auch das Ionengas aufgeheizt werden kann.

Für den Gültigkeitsbereich des oben erwähnten theoretischen Modells [1], d. h. für ein kaltes homogenes Plasma, konnte die Existenz der geometrischen Resonanzen experimentell bestätigt werden [2]. Neuere Messungen zeigen [3], daß sie auch in heißen Plasmen auftreten. Dies deckt sich mit den Erwartungen aus einem anderen theoretischen Modell [4] von R. Babu, B. Lammers und H. Schlüter, das für ein heißes aber axial unendlich ausgedehntes Plasma gilt.

Weder in [1], noch in [4] wird der Einfluß von Inhomogenitäten des Magnetfeldes oder der Dichte berücksichtigt. Das gilt insbesondere für die axialen Inhomogenitäten. Bei den geometrischen Resonanzen stellt das ganze Plasma einen mit einem Dielektrikum gefüllten räumlichen Resonator dar. Nun ist in vielen Plasmen, insbesondere bei Plasmen in magnetischer Spiegelgeometrie, das Dielektrikum wegen der hier vorliegenden Inhomogenitäten in komplizierter Weise strukturiert. Diese Struktur könnte für die Resonanzlagen des Plasmas bei Berücksichtigung der radialen Randbedingungen ebenso bedeutsam werden, wie die Bedingungen, die sich aus der endlichen Länge ergeben. In dieser Arbeit sollen daher

die Resonanzlagen eines Plasmas in verschiedenen Spiegelgeometrien experimentell ermittelt werden. Weiterhin wird der Versuch unternommen, die Meßergebnisse durch eine stark vereinfachende Betrachtungsweise zu deuten. Dazu wird die Struktur des Dielektrikums für einen kleinen Bereich des Plasmas näherungsweise abgeschätzt. Die Randbedingungen, die sich aus der endlichen Länge ergeben, bleiben unberücksichtigt. Schließlich sollte die Annahme, daß die Plasmasäule als "Ganze" schwingt, experimentell untermauert werden.

Ein zweites Ziel dieser Arbeit ist es, nachzuweisen, daß auch bei hohen dem Plasma angebotenen Hochfrequenzleistungen (20 kW), in der Nähe der unteren Hybridfrequenz, resonanzartiges Verhalten auftritt. Für diesen Leistungs- und Frequenzbereich liegen zwar schon Messungen vor [5, 6, 7], im Gegensatz zu dem von uns untersuchten Plasma, waren aber hier die Elektronentemperatur niedrig und die Stoßfrequenzen wegen der hohen Neutralgasdrucke groß. Unsere Meßergebnisse zeigen in unmittelbarer Umgebung der unteren Hybridresonanz einen besonders starken Effekt. Hier steigt der Ionisationsgrad des Plasmas nahezu sprunghaft von etwa 6 % auf über 30 %. Ein Vergleich der Meßergebnisse mit bestehenden Theorien ist nicht möglich. Es gibt nur qualitative Hinweise [8], daß auch bei nichtlinearer Welleneinkopplung - d. h. die Welle ändert die Plasmaparameter - die untere Hybridresonanz erhalten bleibt.

Bei allen Experimenten wurde die Hochfrequenzenergie mittels Spulen in das Targetplasma eingekoppelt und die durch das Plasma verursachte Widerstandsänderung gemessen. Hieraus läßt sich dann die absorbierte Hf-Leistung bestimmen. In unseren Experimenten sind die Resonanzen des Plasmas in der Nähe der unteren Hybridfrequenz im wesentlichen durch die Frequenz und das statische Magnetfeld festgelegt. Zur Ermittlung der Resonanzlagen kann man nun zwei Wege beschreiten.

Einerseits kann man bei konstanter Hf-Frequenz das Magnetfeld variieren. Diese Möglichkeit wird fast immer bevorzugt, weil sie sich experimentell einfacher verwirklichen läßt. Andererseits kann man das Magnetfeld konstant halten und die Frequenz ändern. Von dieser Möglichkeit wurde hier in allen linearen Experimenten Gebrauch gemacht. Das brachte den Vorteil, daß während der Messungen die Plasmaparameter konstant blieben. Hierdurch wurden unsere Untersuchungen der Resonanzlagen in Abhängigkeit von der Spiegelgeometrie erst ermöglicht. Auf der anderen Seite bestand ein weiteres Ziel dieser Arbeit darin, zu überprüfen, inwieweit sich die Ergebnisse aus Untersuchungen mit variablem Magnetfeld durch unsere Messungen bestätigen lassen. Ein Vergleich mit in [3] beschriebenen Ergebnissen zeigt, daß in der Umgebung der untersuchten Resonanzen beide Meßmethoden zu gleichen Resultaten führen.

2. Theoretische Grundlagen

2.1 Vorbemerkungen

Um die Wechselwirkung eines Laborplasmas mit elektromagnetischen Wellen vollständig beschreiben zu können, müßte man die Maxwell'schen Gleichungen und die Boltzmann-Gleichung unter Berücksichtigung aller Rand- und Anfangsbedingungen lösen. Dies würde einerseits einen riesigen Rechenaufwand erfordern, auf der anderen Seite wäre ein solcher Aufwand vom Experiment her gesehen, d. h. in allen praktisch vorkommenden Fällen, gar nicht gerechtfertigt. Denn man weiß über das Plasma und die räumliche Struktur der einzelnen Parameter zu wenig, um alle Rand- und Anfangsbedingungen exakt beschreiben zu können. Man ist daher immer auf Näherungen angewiesen, und der Grad dieser Näherungen sollte im theoretischen Modell natürlich um so größer sein, je mehr man über das konkrete Plasma und sein Verhalten bei der Wechselwirkung mit den Wellen durch Messungen erfahren kann.

Um die Vernachlässigungen aufzuzeigen, die wir bei der Anwendung einer vereinfachten theoretischen Betrachtung gemacht haben, soll im folgenden Abschnitt die Herleitung der theoretischen Grundlage für unser Experiment in groben Zügen skizziert werden.

2.2 Die Momente der Boltzmann-Gleichung

Für ein System von Teilchen mit der Masse m und der Ladung q kann die Boltzmann-Gleichung in der Form

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \underline{v}\nabla_r f + \underline{a}\nabla_v f = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{Stöße}} \qquad (2.1)$$

geschrieben werden. f bedeutet die Verteilungsfunktion, ∇_r und ∇_v die Nabla-Operatoren bezüglich des Ortes $\underline{r}$ bzw. der Geschwin-

digkeit $\underline{v}$. Für $\underline{a}$ soll gelten

$$\underline{a} = \frac{q}{m} (\underline{E} + \underline{v}x\underline{B}) \qquad (2.2)$$

d. h. es sollen nur Beschleunigungen $\underline{a}$ berücksichtigt werden, die durch elektrische und magnetische Felder hervorgerufen werden. Gravitationseffekte werden vernachlässigt.

Unter den vereinfachenden Annahmen, daß es sich für alle in Betracht kommenden Teilchensorten bei der Verteilungsfunktion um eine isotrope Maxwellverteilung handelt, die darüberhinaus bei geringfügiger Änderung der mittleren Teilchengeschwindigkeiten $\langle v \rangle$ im mit $\langle v \rangle$ mitbewegten System erhalten bleibt, und schließlich, daß Teilchenverluste und -gewinne ausgeschlossen werden, kann man durch Bildung von Momenten aus der Boltzmanngleichung ein Gleichungssystem für die Mittelwerte der Veränderlichen gewinnen (siehe [9] SS 209 - 214 und [10] S. 178).

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla(n\langle \underline{v} \rangle) = 0 \qquad (2.3)$$

$$\frac{d\langle v \rangle}{dt} = - \frac{\nabla P}{mn} + \frac{q}{m} (\underline{E} + \langle \underline{v} \rangle x\underline{B}) - \nu_c \langle \underline{v} \rangle \qquad (2.4)$$

$$p = p_o (\frac{\rho}{\rho_o})^{\Gamma} \qquad (2.5)$$

Gl. (2.3) bis (2.5) müssen für jede betrachtete Teilchensorte angeschrieben werden. Hier sollen lediglich, unserem Experiment Rechnungtragend, eine Elektronen-, eine Ionen- und eine Neutralgaskomponente im Plasma berücksichtigt werden. In Gl. (2.4) ist P der skalare kinetische Druck, $\underline{E}$ und $\underline{B}$ lassen sich in der Form $\underline{E} = \underline{E}_o + \hat{\underline{E}}$ bzw. $\underline{B} = \underline{B}_o + \hat{\underline{B}}$ schreiben, wobei $\underline{E}_o$ und $\underline{B}_o$ zeitunabhängige Felder, und $\hat{\underline{E}}$ und $\hat{\underline{B}}$ zeitabhängige kleine Störungen dieser Felder bedeuten. Der in Gl. (2.4) in verein-

fachter Form angegebene Stoßterm $\nu_c \langle v \rangle$ enthält mit ν_c eine hier nicht näher beschriebene Stoßfrequenz. Eine detaillierte Betrachtung der Stöße zwischen den einzelnen Teilchensorten, wobei die verschiedenen Stoßterme den entsprechenden mittleren Relativgeschwindigkeiten proportional gesetzt sind, findet man in [4] . Die adiabatische Beziehung (2.5) wird aus dem 2. Moment gewonnen, unter weiteren vereinfachenden Annahmen über die Symmetrie der Verteilungsfunktion und unter Vernachlässigung des Stoßterms in der Boltzmann-Gleichung. ρ und ρ_o sind Massendichten und Γ ist das Verhältnis der spezifischen Wärmen.

Die Gleichungen (2.3) bis (2.5) sind neben den Maxwell'schen Gleichungen Grundlage der Fluidtheorie. Da die Verteilungsfunktion in den Fluidgleichungen nicht mehr in Erscheinung tritt, kann die Fluidtheorie nichts über Effekte aussagen, die darauf beruhen, daß die Teilchen einer Sorte nicht alle dieselbe Geschwindigkeit haben. Zu erwähnen wäre hier z. B. die Landaudämpfung von Wellen im Plasma. Solange die Phasengeschwindigkeiten der betrachteten Wellen viel größer sind als die mittleren Teilchengeschwindigkeiten, ist diese Einschränkung nicht so erheblich. In der Nähe von Plasmaresonanzen wird jedoch die Phasengeschwindigkeit der Wellen auf Grund des hohen Brechungsindex im Plasma sehr klein. Hier kann eine von der Fluidtheorie nicht berücksichtigte "stoßlose" Dämpfung der Wellen eine Rolle spielen. In [3] wird durch eine Abschätzung gezeigt, daß diese Dämpfung, bei hohen Elektronentemperaturen, wie sie in unserem Plasma vorliegen, bedeutend stärker sein kann, als die durch Stöße der Teilchen untereinander verursachte Stoßdämpfung.

2.3 Dispersionsbeziehungen aus dem 3-Flüssigkeits-Modell

Aus den beschriebenen Grundgleichungen läßt sich durch Fourier-Transformation der Zeitveränderlichen und anschließender Linearisierung - d. h. es werden nur lineare Terme der Störgrößen, nicht aber deren Produkte berücksichtigt - ein lineares Gleichungssystem gewinnen. Es beschreibt, allerdings nur in linearer Näherung, die Wechselwirkung von elektrischen und magnetischen Feldern mit dem Plasma. Insbesondere ergibt sich hieraus eine Dispersionsbeziehung für Wellen im Plasma, welche sich, wenn man nach Potenzen der Dielektrizitätszahl N^2 ordnet, allgemein in folgender Form schreiben läßt:

$$AN^8 + BN^6 + CN^4 + DN^2 + E = 0 \qquad (2.6a)$$

Vernachlässigt man, wie das bei unserem Experiment vertretbar ist, die Ionentemperatur T_i gegen die Elektronentemperatur T_e, so reduziert sich der Grad von (2.6a) und man erhält:

$$A'N^6 + B'N^4 + C'N^2 + D' = 0 \qquad (2.6)$$

Eine genaue Herleitung von (2.6) soll hier nicht nachvollzogen werden. Man findet sie in Lehrbüchern der Plasmaphysik wie z. B. [11]. Die Koeffizienten A' - D' sind in [9] SS. 10, 11, 25 angegeben.

Gl. (2.6) ist zwar theoretisch lösbar, allerdings führt die Berücksichtigung aller Randbedingungen für die numerische Behandlung eines endlichen Plasmas zu einem erheblichen algebraischen Aufwand. Es gibt nun zwei Möglichkeiten, den Grad von (2.6) um eine weitere Potenz von N^2 zu erniedrigen. Die erste besteht darin, den Druckterm in Gl. (2.4) gegenüber dem Stoßterm zu vernachlässigen. Auf dieser Vereinfachung basiert ein theoretisches Modell von Skipping, Oakes und

H. Schlüter [1], das die Einkopplung von Wellen in ein zylindrisches "kaltes" Plasma endlicher Länge beschreibt. Eine andere Vereinfachung, die auch zu einer Dispersionsgleichung 2. Grades in N^2 führt, berücksichtigt zwar endliche Temperatur, läßt aber nur Wellen zu, die sich im Plasma senkrecht zum stationären B_o-Feld mit $E \perp B_o$ ausbreiten. Hierauf beruht ein anderes Modell [14, 4], das zwar endliche Temperaturen, nicht aber endliche Dimensionen in axialer Richtung berücksichtigt. In [4] wird auch der Einfluß der Ionentemperatur mitberücksichtigt.

Die Frage, welche der beiden Vereinfachungen und welches Modell die geringeren Einschränkungen beim Vergleich mit experimentellen Ergebnissen verlangt, hängt zunächst einmal vom Experiment und dessen Zielsetzung ab. So wurde bei unseren Untersuchungen ein Plasma benutzt, dessen Dichtegradienten von der Geometrie der magnetischen Flasche, in der es eingeschlossen war, bestimmt wurde. Die Dichtegradienten, und das gilt in besonderem Maß für die bei der Spiegelgeometrie stark ausgeprägten axialen Gradienten, können ebenso wie die endliche Länge der Plasmasäule eine Ausbreitungsrichtung der eingekoppelten Wellen erzwingen, die nicht notwendig senkrecht zum Magnetfeld verläuft. Die Lage der Plasmaresonanzen ist entscheidend von der Ausbreitungsrichtung der Welle in Bezug auf das Magnetfeld abhängig. Damit sollte jede Änderung der Flaschengeometrie, allerdings auch der Plasmadimensionen, einen Einfluß auf die Resonanzstellen haben. Um diesen Effekt theoretisch abzuschätzen, kann man nur die Dispersionsbeziehung benutzen, die für beliebige Ausbreitungsrichtungen gilt. Damit ist für unseren Fall nur noch zu klären, ob der Druckterm in der Tat vernachlässigt werden darf.

Nach [12, 13] ist das für unseren Frequenzbereich in der Nähe der unteren Hybridfrequenz $(\omega \approx (\omega_i \omega_e)^{1/2}; \omega_i$, ω_e ist die Zyklo-

tronfrequenz der Ionen bzw. der Elektronen) mit Sicherheit dann möglich, wenn die Ungleichung

$$\frac{\nu_c^2}{\omega^2} \gtrsim \beta_e \qquad (2.8)$$

erfüllt ist. ν_c ist in unserem Fall die Stoßfrequenz der Elektronen mit den Neutralteilchen [4], β_e bedeutet das Verhältnis des kinetischen Drucks der Elektronen zum magnetischen Druck. Diese Gleichung wird von uns um einen Faktor von einigen hundert verletzt. Untersuchungen von R. Babu und H. Schlüter haben aber gezeigt [14], daß Ungleichung (2.8) nicht so kritisch ist, wenn der Brechungsindex, der sich aus der Dispersionsbeziehung für das kalte Plasma ergibt, so groß ist, daß die Wellenlängen im Plasma mit dem Plasmaradius vergleichbar werden. Dann beginnen radiale Eigenmoden und damit durch die Geometrie bedingte Resonanzen eine Rolle zu spielen. Die Bedingung hierfür wird von den meisten Laborplasmen erfüllt. Im wesentlichen wird nur verlangt, daß weder der Plasmaradius noch die Elektronendichte zu klein sind [4]. Die in [3] und dieser Arbeit beschriebenen Versuchsergebnisse sind konsistent mit der theoretischen Erwartung, daß auch bei Verletzung von (2.8) mit resonanzartigem Verhalten bei der unteren Hybridfrequenz zu rechnen ist. Es sei erwähnt, daß dies im Gegensatz zu älteren pessimistischeren Abschätzungen steht [15, 16], die aber auf zu weitgehenden Vereinfachungen beruhen.

2.4 Allgemeine Dispersionsbeziehung für das "kalte Plasma"

Bei Vernachlässigung des Druckterms gegenüber dem Stoßterm (Näherung für das "kalte" Plasma) läßt sich die Dispersionsbeziehung für beliebige Wellenausbreitung in folgender Form angeben (siehe z. B. [17])

$$N^4(\varepsilon\sin^2\theta + \eta\cos^2\theta) - N^2(\varepsilon\eta(1 + \cos^2\theta) + (\varepsilon^2 - g^2)\sin^2\theta) + \eta(\varepsilon^2 - g^2) = 0 \qquad (2.10)$$

θ ist der Winkel zwischen der Ausbreitungsrichtung der Welle und dem statischen Magnetfeld. Für die Größen ε, η und g gilt

$$\varepsilon = 1 + \frac{\omega_p^2(\omega_o^2-\omega^2(1+i\gamma))}{(\omega_o^2-\omega^2(1+i\gamma))^2-\omega^2\omega_e^2} \qquad (2.11)$$

$$\eta = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2(1+i\gamma)} \qquad (2.12)$$

$$g = \frac{\omega_p^2\omega\omega_e}{(\omega_o^2-\omega^2(1+i\gamma))^2-\omega^2\omega_e^2} \qquad (2.13)$$

Hierin bedeuten:

ω_p = Elektronenplasmafrequenz
ω_i = Ionenzyklotronfrequenz
ω_e = Elektronenzyklotronfrequenz
$\omega_o = (\omega_i\omega_e)^{1/2}$ = Untere Hybridfrequenz für den Fall $\omega_p^2 >> \omega_e^2$
ω = Frequenz der eingestrahlten Welle
$\gamma = \nu_c/\omega$ mit $\nu_c \approx \nu_{en}$ = Stoßfrequenz der Elektronen mit den Neutralteilchen

Gl. (2.10) ist gültig für alle Frequenzen ω bis auf die unmittelbare Umgebung der Zyklotronfrequenzen. Exaktere Ausdrücke, die auch dort noch gültig sind, findet man in [17] SS. 119, 120, 125.

Für ein Plasma, in dem die Ausbreitungsrichtung der betrachteten Wellen z. B. durch den Verlauf der Dichtegradienten festgelegt ist, stellt (2.10) die dem Problem angemessene Dispersionsbeziehung dar. Sie soll später zur näherungsweisen Bestimmung der Resonanzstellen in unserem Plasma benutzt werden.

Betrachtet man aber ein zylindrisches Plasma endlicher Länge, bei dem ein Spektrum von Wellenvektoren $k_\parallel$ parallel zum statischen Magnetfeld durch die Randbedingungen festgelegt ist, dann bietet sich eine andere Darstellung an. Man erhält sie aus (2.10), wenn man $\cos^2\theta$ durch den jetzt nicht mehr konstanten Ausdruck $k_\parallel^2/k^2$ ersetzt. Einfache Umordnungen und Umformungen liefern dann die Dispersionsbeziehung in der Form

$$N^4\varepsilon - N^2\left(\frac{k_\parallel^2 c^2}{\omega^2}(\varepsilon - \eta) + (\varepsilon^2 - g^2) + \varepsilon\eta\right) + (\omega^2 - g^2)\left(\eta + \frac{k_\parallel^2 c^2}{\omega^2}\right) = 0 \qquad (2.10a)$$

Die Größen ε, η und g stimmen mit denen von Gl. (2.10) überein. Beide Gleichungen (2.10) und (2.10a) sind zwar Ausdruck ein und derselben Dispersionsbeziehung, sie unterscheiden sich aber in der Anwendung.

Gl. (2.10) bietet den Vorteil, daß man den Einfluß von Gradienten, d. h. von innerer Strukturierung des Plasmas, direkt berücksichtigen kann, wenn freilich auch nur zur Abschätzung; denn der Nachteil besteht darin, daß ein echtes Randwertproblem mit seinen Auswirkungen auf die Ausbreitungsrichtungen der Wellen schlecht behandelt werden kann. Weiterhin gilt die hier angewandte Betrachtungsweise nur für den Fall kleiner Dämpfung. Bei größerer Wellendämpfung lassen sich mit ihrer Hilfe nur Tendenzen aufzeigen.

Das Gleichung (2.10a) zugrunde liegende Modell hat den Vorteil, die Lösung eines Randwertproblems zumindest unter vereinfachten Bedingungen zu erlauben, kann aber nachteiligerweise den Einfluß von Plasmastrukturierungen infolge von Gradienten kaum erfassen, es sei denn in der Tendenz durch künstliche Manipulation des $k_\parallel$-Spektrums.

Die Unterschiede, die sich aus der Anwendung von (2.10) und (2.10a) ergeben, sind sicherlich nicht physikalischer Natur. Sie beruhen darauf, daß im ersten Fall die Randbedingungen für die Wellenausbreitung nicht voll berücksichtigt werden, und daß im zweiten Fall die Anisotropie des Plasmas nicht hinreichend beachtet wird.

2.5 Die Richtung der Wellenausbreitung

Will man eine Welle quer zu einem statischen Magnetfeld in ein unendlich ausgedehntes Plasma einbringen, so kann der Winkel zwischen der Ausbreitungsrichtung und dem Magnetfeld nicht frei gewählt werden. Um dies zu verdeutlichen, betrachten wir ein homogenes Plasma (Abb. 2.1), das in x-Richtung und nach beiden Seiten unbegrenzt ist, und das darüberhinaus keine Dichtegradienten aufweist. Das statische Magnetfeld B_o soll in z-Richtung verlaufen und für die Frequenz $\omega_o = (\omega_i \omega_e)^{1/2}$ sei im Plasma der Brechungsindex quer zum Magnetfeld sehr groß. Wenn nun eine Welle mit der Frequenz ω zunächst unter einem beliebigen Winkel θ zu B_o auf das Plasma trifft, so wird sie nach den

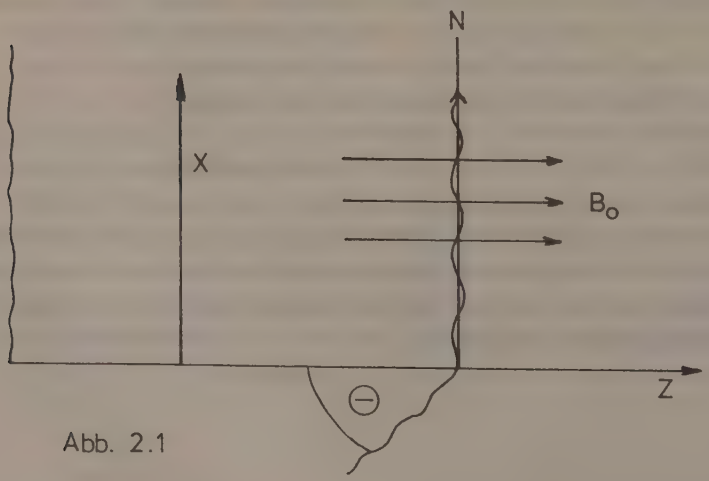


Abb. 2.1

Regeln der geometrischen Optik zum Einfallslot d. h. senkrecht zum Magnetfeld hin gebrochen. Die Richtung der Wellenausbreitung ist damit durch das Magnetfeld eindeutig festgelegt. Siehe Abb. 2.1.

Eine Bestätigung der Tatsache, daß die Ausbreitungsrichtung im Plasma von der Wellenrichtung im Vakuum praktisch unabhängig ist, haben Versuche mit schräggestellten Einkoppelspulen erbracht. Die negativen Ergebnisse dieser Untersuchungen werden an späterer Stelle diskutiert.

Die Vorstellung, daß sich in der Nähe der unteren Hybridresonanz Wellen immer senkrecht zum Magnetfeld ausbreiten, ist allerdings nur unter der Voraussetzung zutreffend, daß im Plasma keine Dichtegradienten parallel zum Magnetfeld auftreten, und keine endlichen Längen berücksichtigt werden brauchen. In realen Laborplasmen ist es durchaus möglich, daß die Wellen im Plasma nicht senkrecht zum Magnetfeld fortschreiten. Dies wird im folgenden näher erläutert.

Zur Erklärung der Tatsache, daß in einem Plasma in der Nähe der unteren Hybridfrequenz auch eine schräge Wellenausbreitung möglich ist, betrachten wir ein zylindrisches Plasma, dessen axiale Länge durch leitende Platten begrenzt ist. Das Magnetfeld verlaufe in Richtung der Achse. $k_\perp$ und $k_\parallel$ sind die Wellenvektoren senkrecht und parallel zum Magnetfeld und es gilt für den Wellenvektor $\underline{k}$ der sich ausbreitenden Welle: $k^2 = k_\perp^2 + k_\parallel^2$. Bei einem unendlich ausgedehnten Plasma ist $k_\parallel$ Null. Das ist bei der betrachteten Geometrie aber nicht möglich, denn hier wird durch die endliche Länge des Plasmas und eine bestimmte Einkoppelgeometrie ein diskretes $k_\parallel$-Spektrum festgelegt. $k_\perp$ und $k_\parallel$ sind über die Geometrie und den damit verbundenen Randbedingungen gekoppelt. Damit verläuft $\underline{k}$ nicht mehr genau senkrecht zum Magnetfeld. Das bedeutet $\cos^2\theta = k_\parallel^2/k^2$, wobei $k_\parallel$ einen

repräsentativen Wert des durch $k_{n"} = (2n - 1)\frac{\pi}{L}$ festgelegten diskreten Spektrums darstellt. L bedeutet die Länge des Plasmazylinders, der durch leitende Endflächen begrenzt sein soll.

Es ist jedoch schwer, homogene Plasmasäulen mit idealen Randbedingungen zu erzeugen. Das macht eine genaue Abschätzung des k_{n}-Spektrums, und damit dessen Einfluß auf die Resonanzlage sehr kompliziert.

Hier soll ein anderer Effekt näher beschrieben werden, der in seiner Auswirkung auf die Verschiebung der Resonanzen ganz ähnlich ist, weil er ebenfalls zu einer Abweichung der Ausbreitungsrichtung von der Magnetfeldnormalen führt. Er beruht darauf, daß in Plasmen Dichtegradienten auftreten können, die nicht senkrecht zum Magnetfeld verlaufen. Das gilt in besonderem Maße für ein Plasma, das in einem magnetischen Spiegelfeld eingeschlossen ist, wie das bei unserem Experiment der Fall war. Denn hier sind die axialen Dichtegradienten viel stärker als in homogenen Magnetfeldern. Daher verlaufen die Dichtegradienten nicht senkrecht zum Magnetfeld. Die einfallende Welle wird jetzt nicht mehr zur Magnetfeldnormalen, sondern zum Dichtegradienten hin gebrochen. Voraussetzung dafür ist aber auch hier wieder, daß der Brechungsindex im Plasma viel größer als der im Vakuum ist. Abb. 2.2, 2.3 sollen das verdeutlichen.

Abb. 2.2 zeigt das Dichteprofil einer Plasmarandschicht, z. B. das radiale Profil einer Plasmasäule. Es soll durch eine Treppenfunktion mit den Dichten 1, 2, 3 ... angenähert werden. Das stationäre B-Feld zeigt in die Zeichenebene hinein. Abb. 2.3 zeigt einen Schnitt durch die Säule längs x- und B-Richtung. Die der Abb. 2.2 entsprechenden Schichten konstanter Dichte sind mit 1, 2, 3 ... bezeichnet. Die Welle

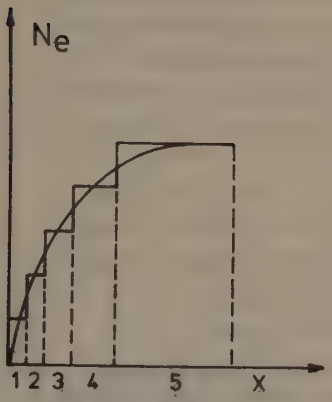


Abb. 2.2

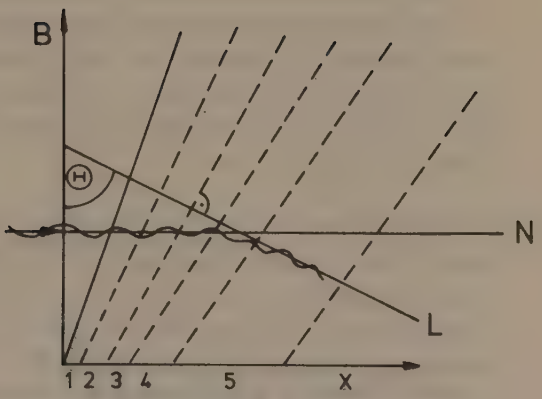


Abb. 2.3

soll z. B. parallel zur Magnetfeldnormalen N einfallen. In den äußeren Schichten ist die Dichte gering, es gibt daher keine Resonanzbedingung für die Welle; der Brechungsindex ist klein. Er ändert sich zunächst wenig. Hinzu kommt, daß die Schichten am Rand sehr kleine Abmessungen haben; die Dichtesprünge sind als konstant vorausgesetzt. Damit liegen die Schichtdicken weit unterhalb der Wellenlänge, die gerade hier, bei kleinem Brechungsindex, sehr groß sind. Die Wellenfront erfährt keine Ablenkung. Erst in den folgenden Schichten ändert sich mit steigender Elektronendichte der Brechungsindex stark, die Wellenlängen werden klein, die

Schichtdicken sind größer, und der Brechungsindex ändert sich in den noch weiter dahinter liegenden Schichten nur wenig. Damit sind die Bedingungen der geometrischen Optik zumindest näherungsweise erfüllt. Die Welle wird zum Einfallslot L hingebrochen, das mit dem örtlichen Dichtegradienten zusammenfällt. Der Winkel zwischen Ausbreitungsrichtung und Magnetfeld ist jetzt $\theta \neq 90^{\circ}$.

Die Frage, wodurch das $k_{\parallel}$-Spektrum stärker "geprägt" wird, durch die Dichtegradienten, oder durch die Randbedingungen des endlichen Plasmas, kann auch für unser spezielles Plasma nicht klar beantwortet werden. Das Modell von Skipping, Oakes und H. Schlüter [1], das die Einkopplung von Hf-Energie über eine Spule in ein zylindrisches Plasma endlicher Länge beschreibt, vernachlässigt Inhomogenitäten der Dichte und des Magnetfeldes. Es kann aber zur Deutung unserer Meßergebnisse benutzt werden, wenn den Inhomogenitäten durch Einführung einer effektiven Plasmalänge Rechnung getragen wird [7, 3]. Durch diese Maßnahme wird das ursprünglich nur über die Randbedingungen an den Enden der Plasmasäule festgelegte Spektrum von $k_{\parallel}$ in geeigneter Weise modifiziert.

Für die Interpretation unserer Meßergebnisse in Kapitel 5 soll aber ein Bild benutzt werden, bei dem die Wellenausbreitung im Plasma nur durch die Richtung der Dichtegradienten bestimmt ist. Neben der Nichtberücksichtigung der endlichen Plasmalänge und den damit verbundenen Randbedingungen, wird angenommen, daß die Dämpfung der Welle im wesentlichen in Ausbreitungsrichtung erfolgt. Das Bild kann daher nur die grundlegende Tendenz der Meßergebnisse deuten. Sein Vorteil besteht darin, daß unsere Messungen mit seiner Hilfe in sehr anschaulicher Weise diskutiert werden können.

2.6 Resonanzen

Im folgenden soll nur die dem Winkelbild angemessene Dispersionsbeziehung (2.10) betrachtet werden. Sie liefert zwei Wurzeln N_1^2 und N_2^2, die nur für den Fall $\theta = \pi/2$ voneinander entkoppelt sind. Schreibt man Gl. (2.10) in der Form

$$aN^4 - bN^2 + C = 0 \qquad (2.14)$$

so gilt für die Lösungen

$$N_{1,2}^2 = \frac{b \pm (b^2-4ac)^{1/2}}{2a} \qquad (2.15)$$

In den Abbildungen 2.4a und 2.4b ist der Verlauf des komplexen Brechungsindex für beide Wurzeln und verschiedene Winkel angegeben. Für die Stoßfrequenz und die Elektronendichte wurde $\nu_c = 5 \cdot 10^5\ s^{-1}$ und $N_e = 4 \cdot 10^{11}\ cm^{-3}$ angenommen. Weiterhin gilt $\omega_o = 8{,}8 \cdot 10^7\ s^{-1}$. Diese Werte treffen für unser Experiment zu, wenn ν_c die Stoßfrequenz der Elektronen mit den Neutralteilchen bedeutet.

Aus Gründen, die später ersichtlich werden, interessiert hier besonders die durch 1 gekennzeichnete Wurzel. Das ist die Lösung, die für den Fall verschwindender Stoßfrequenzen für a = 0 singulär wird. Die Bedingung a = 0 - sie ist nur im stoßfreien Fall exakt zu erfüllen - liefert in Abhängigkeit vom Winkel θ die Resonanzfrequenz, d. h. die Frequenz bei der der Brechungsindex maximal wird. Aus a = 0 folgt unter Berücksichtigung von (2.10) - (2.12)

$$\left(\frac{\omega_o}{\omega_{res}}\right)^2 = 1 - \frac{M}{m}\cos^2\theta \qquad (2.16)$$

wenn man vom Einfluß der Stöße auf die Resonanzlage absieht, und nur Winkel betrachtet, die nahe bei 90^o liegen ($\cos^2\theta << \frac{m}{M}$).

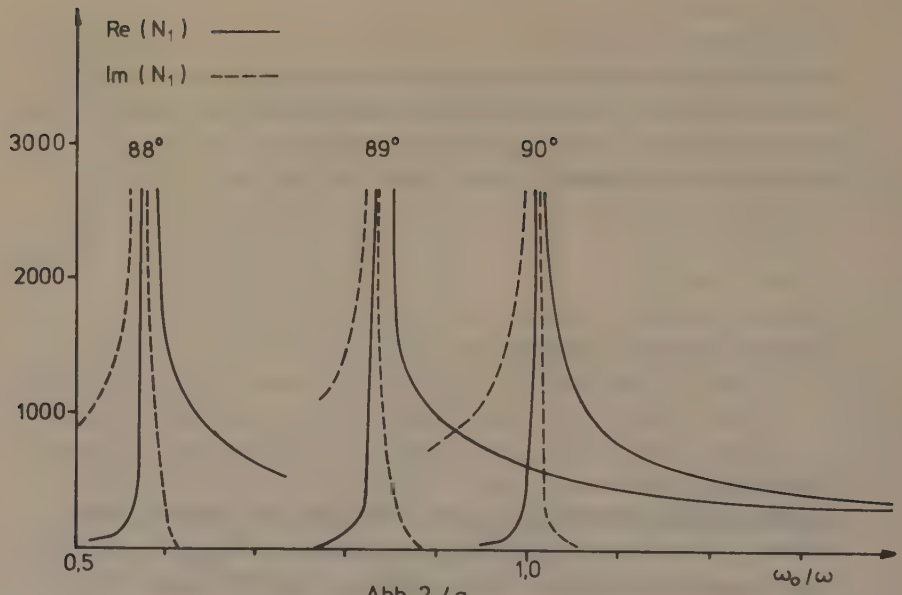


Abb. 2.4a

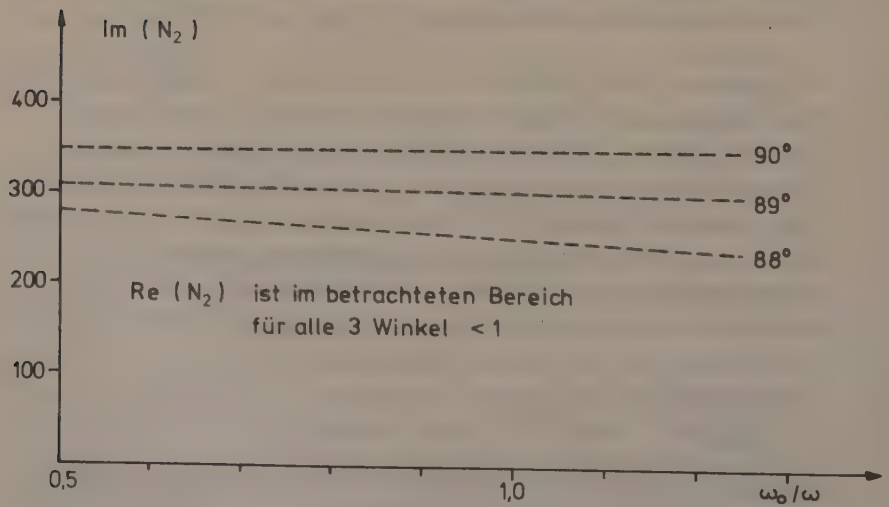


Abb. 2.4b

M bedeutet die Masse der Ionen, m die der Elektronen. ω_{res} ist wegen des Massenfaktors in (2.16) stark winkelabhängig.

ω_{res} ist die Frequenz der durch den Winkel θ verschobenen unteren Hybridresonanz. In der Nähe von ω_{res} wird der Realteil des Brechungsindex von N_1 so groß, daß die Wellenlängen der eingestrahlten Wellen in die Größenordnung des Plasmadurchmessers gelangen. Hier können sich stehende radiale Eigenschwingungen in der Plasmasäule aufschaukeln. Das Plasma weist dann Resonanzstellen auf, die nicht nur von den örtlichen Plasmaparametern (n_e, B_o), sondern auch von den geometrischen Abmessungen des Plasmazylinders abhängen. Neben hohen reellen Brechungsindices muß für das Auftreten dieser geometrischen Resonanzen die Bedingung erfüllt sein, daß der Realteil des Brechungsindex größer ist als sein Imaginärteil. Für unseren Parameterbereich werden diese Bedingungen nur von einem schmalen rechts vom Maximum des reellen Brechungsindex liegenden Bereich der Wurzel 1 erfüllt. Daher ist diese Lösung für unsere Untersuchungen bedeutsamer als die andere. Eine Abschätzung der Brechungsindices, die man braucht, damit die Wellenlängen in die Größenordnung der Gefäßdimensionen gelangen, zeigt, daß in unserem Experiment nur in unmittelbarer Umgebung der "intrinsic" Resonanz geometrische Resonanzen zu erwarten sind.

2.7 Das Plasmamodell

Ein quantitativer Vergleich von Messungen und Theorie wird dadurch erschwert, daß man die Richtung der Dichtegradienten schlecht bestimmen kann. Experimentell konnte bei unserem Plasma nur die axiale Dichteverteilung, und die auch nur in ihrem grundsätzlichen Verhalten, ermittelt werden. Die Genauigkeit der Messungen hätte nicht ausgereicht, um eine Änderung dieser Verteilung bei geänderter Magnetfeldkonfiguration festzustellen. Daher waren wir, um zu-

mindest qualitativ einen Zusammenhang zwischen Dichtegradienten und Spiegelgeometrie beschreiben zu können, auf ein Plasmamodell angewiesen, das hier nur in ganz groben Zügen beschrieben werden soll. Eine genauere Herleitung des Modells findet man im Anhang dieser Arbeit.

Die Dichteverteilung in einer magnetischen Flasche wird ganz allgemein durch die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der geladenen Teilchen an den verschiedenen Orten in der Flasche bestimmt. Normalerweise ist es natürlich nicht einfach, diese Aufenthaltswahrscheinlichkeit anzugeben. Geht man aber von der Annahme aus, daß den Verlusten und Gewinnen von Ladungsträgern nur an den Enden der Flasche Rechnung getragen werden muß, nicht aber in der Flaschenmitte, daß weiterhin die Diffusion wegen der niedrigen Stoßfrequenzen in Bereichen kleiner axialer Dichtegradienten zugunsten der stoßfreien Bahn eines Teilchens vernachlässigt werden kann, dann läßt sich die Aufenthaltswahrscheinlichkeit verhältnismäßig leicht ermitteln. In unserem Plasma können die Ladungsträger ohne zu stoßen im Mittel eine Strecke zurücklegen, die etwa 100 mal so groß ist wie die Länge der Plasmasäule. Wie im Lehrbuch von Arzimowitsch [19] gezeigt wird, ist unter solchen Voraussetzungen die Aufenthaltswahrscheinlichkeit indirekt proportional zur axialen Geschwindigkeit der Teilchen und zum Querschnitt der Plasmasäule. Diese Größen wiederum hängen nur von der Magnetfeldkonfiguration und den Randbedingungen für die Geschwindigkeit in den magnetischen Spiegeln ab; hier ist die axiale Geschwindigkeit Null. Die Spiegelgeometrie erzwingt daher, unter den gemachten Annahmen in der Flaschenmitte, ein bestimmtes axiales Dichteprofil. Für das radiale Profil ergeben sich aus diesem vereinfachten Modell keine Ergebnisse. Hier mußten weitere Annahmen (Besselprofil) gemacht werden. Weiterhin mußte angenommen werden, daß das axiale Dichteprofil ausschließlich durch das Elektronengas bestimmt wird. Diese Annahme scheint dadurch gerechtfertigt zu sein, daß die Elektronen eine viel

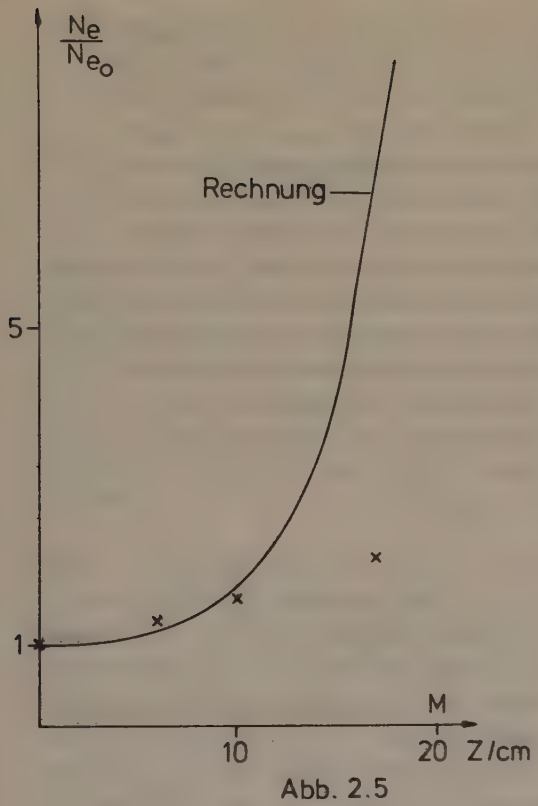


Abb. 2.5

höhere Energie haben als die Ionen, und damit auch dem Ionengas ihre vom Magnetfeld bestimmte räumliche Verteilung aufzwingen können. Auf eine genauere Herleitung des Plasmamodells soll an dieser Stelle verzichtet werden. Hier soll nur der aus dem Modell abgeschätzte axiale Verlauf der Elektronendichte gezeigt werden.

In Abb. 2.5 stellt die durchgezogene Kurve die auf die Dichte in der Flaschenmitte normierte Elektronendichte in Abhängigkeit von z dar. Im Spiegel (M), oder anders ausgedrückt, an der Stelle, an der sich die axiale Geschwindigkeit der Ladungsträger umkehrt, wird nach dem einfachen Modell die Dichte singulär. In diesem Bereich können Stöße und Verluste nicht vernachlässigt werden. Das hat zur Folge, daß sich weit außerhalb der Flaschenmitte die Werte der abgeschätzten und gemessenen Elektronendichte stark unterscheiden. Für diesen Bereich wird das Modell aber auch

nicht benutzt. Mit seiner Hilfe soll später lediglich für den mittleren Bereich der Flasche die Tendenz stärkerer axialer Dichtegradienten mit steigendem Spiegelverhältnis aufgezeigt und die Größenordnung der Resonanzverschiebungen abgeschätzt werden. Im Anhang wird, von wenigen Grundgleichungen ausgehend, eine Formel hergeleitet, die es in einfacher Weise ermöglicht, die Schichten gleicher Dichte im Plasma unter den Annahmen des Modells zu bestimmen. Da der Verlauf der Magnetfeldlinien bekannt ist, lassen sich dann die Winkel zwischen den Dichtegradienten und den Magnetfeldnormalen ermitteln.

3. Experimenteller Aufbau und diagnostische Mittel

3.1 Die Erzeugung des Targetplasmas

Abb. 3.1 zeigt eine schematische Darstellung unseres experimentellen Aufbaus. Durch vier Spulen wird ein statisches magnetisches Spiegelfeld erzeugt. Die äußeren Spulen ermöglichen mit unseren Stromversorgungsgeräten Magnetfelder bis etwa 3000 Gauß. Im mittleren Bereich des Entladungsrohres wird durch die beiden Helmholtzspulen ein nahezu homogenes Feld erzeugt, dem sich das Feld der Spiegelspulen überlagert. Spiegel- und Helmholtzfeld konnten getrennt variiert werden, so daß verschiedene Geometrien für die magnetische Flasche eingestellt werden konnten.

Durch ein enges Rohr (Ø = 2 cm) gelangt das Neutralgas - in unserem Fall war es Wasserstoff - in das Entladungsrohr (Ø = 6 cm). Kräftige Pumpen sorgen nun dafür, daß der Neutralgasdruck von der Einlaßstelle zur Mitte des Entladungsrohres hin rasch abnimmt. Unsere Experimente wurden bei Drucken um 10^{-4} Torr in der Mitte der Flasche durchgeführt. Am Ausgang des engen Rohres herrscht dann ein Neutralgasdruck, der auf Grund von Abschätzungen wenigstens um einen Faktor 10 höher liegen sollte. Hier kann mit Hilfe von Mikrowellen das Wasserstoffgas im Bereich hoher magnetischer Feldstärken ionisiert werden. Die so erzeugten Ladungsträger gelangen in Richtung fallender Magnetfeldstärken in einen Magnetfeldbereich, in dem die Bedingungen für Elektronenzyklotronresonanz mit der eingestrahlten Mikrowelle erfüllt sind. D. h. die Mikrowelle wird hier von den Elektronen besonders stark absorbiert. Da der Neutralgasdruck an dieser Stelle sehr niedrig und somit die Zahl der inelastischen Stöße der Elektronen mit den Neutralteilchen verringert ist, wird durch die absorbierte Mikrowellenleistung in erster Linie die kinetische Energie der Elektronen stark erhöht.

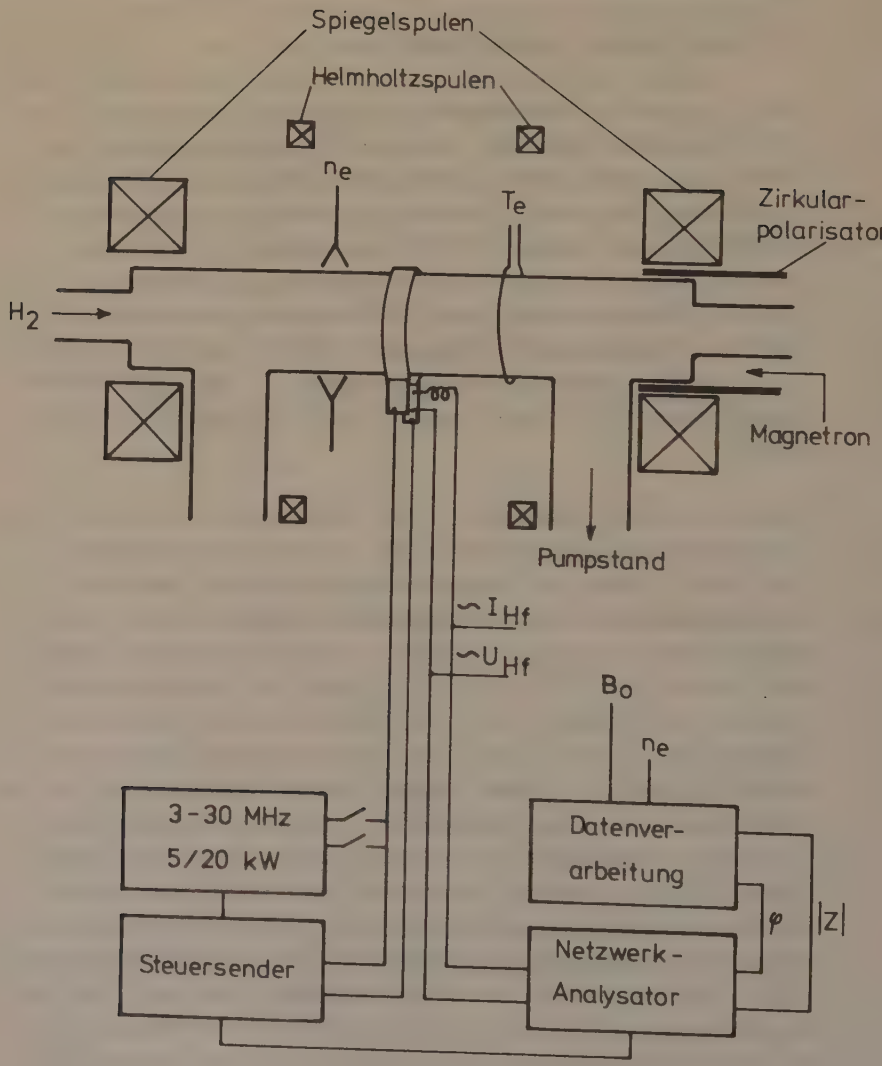


Abb. 3.1 : Experimenteller Aufbau

Bewegt sich ein geladenes Teilchen in Richtung eines anwachsenden Magnetfeldes, so nimmt bekanntlich seine Bewegungsenergie senkrecht zum Magnetfeld auf Kosten der kinetischen Energie längs des Magnetfeldes zu. An einer bestimmten Stelle des Magnetfeldes hat das Teilchen nur noch transversale Energie, d. h. seine Geschwindigkeit parallel zu den magnetischen Feldlinien ist Null. Das bedeutet aber, daß es die magnetische Flasche nicht verlassen kann. Wenn B_m die maximale Magnetfeldstärke im Spiegel und B die Feldstärke an dem Ort ist, an welchem sich das Teilchen gerade befindet, so läßt sich zeigen, daß das betrachtete Teilchen die Flasche nur dann verlassen kann, wenn $W_\perp/W < B/B_m$ ist (siehe [19] S. 27). $W_\perp$ bedeutet die Bewegungsenergie des Teilchens senkrecht zum Magnetfeld und W seine gesamte kinetische Energie. D. h. ein eingeschlossenes Teilchen bleibt eingeschlossen. Nur über Stöße und damit durch eine Änderung des Verhältnisses $W_\perp/W$ kann sich hieran etwas ändern. Bei den in unseren Experimenten herrschenden Stoßfrequenzen ($\nu_{en} \approx 5 \cdot 10^5\ s^{-1}$) und den gemessenen mittleren Energien der Elektronen ($\approx$100 eV) wird ein zunächst eingeschlossenes Elektron im Mittel 100 mal von den Spiegeln "reflektiert", ehe es die Flasche verlassen kann. Da bei dem von uns verwendeten Aufheizmechanismus dem Elektronengas vorwiegend transversale Energie vermittelt wird, sollte, da das Verhältnis $W_\perp/W$ durch die Aufheizung groß gemacht wird, die Einschlußwirkung der Flasche besonders effektiv sein.

Zur Mikrowellenerzeugung wurde ein Magnetron vom Typ Valvo YJ1160 benutzt. Es arbeitete bei einer Frequenz von 2.45 GHz. Für diese Frequenz ergibt sich die Magnetfeldstärke, bei der Elektronenzyklotronresonanz vorliegt, zu $B = \omega \cdot m/e \approx 875$ Gauß (ω = Kreisfrequenz der Mikrowelle, m = Masse der Elektronen und e ist die Elementarladung). Die Mikrowellen gelangten über eine Einwegleitung

und einen Hohlleiter (TE_{10}-Mode) in einen Zirkularpolarisator. Hier werden sie in eine zirkularpolarisierte Welle transformiert, die in das Plasma eingekoppelt wird. Die Welle hat Elektronendrehsinn und wird besonders stark vom Elektronengas absorbiert. Eine Beschreibung des Zirkularpolarisators findet man in [20].

Das Experiment war zunächst so aufgebaut worden, daß der Gaseinlaß und die Mikrowelleneinkopplung an beiden Seiten des Entladungsrohres gleichzeitig vorgenommen werden konnten. Es hat sich bei unseren Experimenten aber gezeigt, daß sich die beiden Magnetrons trotz der verwendeten Einwegleitungen störten. Dies führte zu einer unruhigen Entladung. Daher benutzten wir in den folgenden Experimenten nur ein Magnetron und ließen den Wasserstoff nur von einer Seite einströmen. Im Hinblick auf die erzielten Elektronentemperaturen und -dichten erwies es sich als günstig, die Mikrowellen von der dem Gaseinlaß gegenüberliegenden Seite her ins Plasma einzustrahlen.

Die von dem Magnetron erzeugte Mikrowellenleistung betrug etwa 1,5 kW. Nach Abzug von Verlusten, die im wesentlichen im Zirkularpolarisator und bei der Einkopplung entstanden, gelangten hiervon nach groben Abschätzungen etwa 500 Watt ins Plasma. Man kann daher in unserem Experiment von der Tatsache ausgehen, daß vom Elektronengas eine Leistung von größenordnungsmäßig 500 Watt absorbiert wurde.

3.2 Hf-Einkopplung

In das durch Mikrowellen erzeugte Targetplasma konnte nun über eine Spule zusätzlich Hf-Energie eingekoppelt werden. Die Spule konnte in Richtung des Plasmazylinders verschoben werden. Weiterhin war es für einige Untersuchungen

möglich, die Richtungen der Spulennormalen in Bezug auf die Achse des Entladungsgefäßes zu verändern. Bei allen an späterer Stelle diskutierten Resonanzuntersuchungen war jedoch zur Verringerung von Verlusten durch Streuinduktivitäten die Einkopplungsspule direkt auf dem Quarzgefäß angebracht.

Für die linearen Experimente wurde die Hf-Leistung direkt von einem Sender mit kleiner Leistung geliefert. Die Frequenz des Senders konnte zwischen 10 - 100 MHz variiert werden. Für die Genauigkeit der Meßergebnisse hat es sich jedoch als günstig erwiesen, wenn die Frequenzen nicht größer waren als 50 MHz. Dies lag in erster Linie an den Sonden, die zur Ermittlung der Strom- und Spannungswerte für die Spule benutzt wurden.

Für die Untersuchungen der Welleneinkopplung bei hohen Leistungen stand ein Leistungssender (20 kW) zur Verfügung, der durch den Sender mit der kleinen Leistung angesteuert wurde. Es war jetzt nicht mehr möglich, den hochohmigen Senderausgang an die sehr kleine Spulenimpedanz (bei 14 MHz betrug sie etwa 10 Ω) direkt anzupassen. Daher wurde parallel zur Einkoppelspule ein Kondensator geschaltet, der mit der Spule einen Parallelschwingkreis bildete. Der Kreis wurde in Resonanz betrieben. Sein Resonanzwiderstand betrug ungefähr 600 Ω. Die Schwierigkeit bestand in erster Linie darin, einen Kondensator zu bauen, der die hohen im Schwingkreis gespeicherten und über die Senderleistung weit hinausgehenden Blindleistungen (> 50 kW) aushielt. Spule und Kondensator mußten wassergekühlt werden.

Es wurde zunächst auf Grund von in [3] dargestellten Meßergebnissen angenommen, daß der Schwingkreis durch das Plasma nur wenig zusätzlich bedämpft würde. Bei hohen Leistungen

war aber, wie im Abschnitt 4.2 gezeigt wird, die Wellenabsorption durch das Plasma unter bestimmten Bedingungen so stark, daß der Resonanzwiderstand auf 150 Ω absank. Das hatte eine Fehlanpassung und damit ein Zusammenbrechen der Spulenspannung gerade bei den von uns untersuchten Resonanzen zur Folge.

Bei allen Leistungsuntersuchungen wurde die Frequenz konstant gehalten. Das hatte zum Teil rein praktische Gründe, denn es wäre schwierig gewesen, Schwingkreis und Leistungssender für jede Frequenz neu abzustimmen. Auf der anderen Seite wäre es nicht zu vermeiden gewesen, daß bei verschiedenen Frequenzen die an der Spule anliegende Spannung unterschiedlich gewesen wäre.

3.3 Diagnostik

3.3.1 Bestimmung der eingekoppelten Leistung

An die Einkoppelspule und bei den nichtlinearen Experimenten am Schwingkreiseingang waren Sonden angebracht, die Signale $\sim\omega J$ und $\sim\omega U$ lieferten. Diese Signale wurden einem Netzwerkanalysator (HP 8407A) zugeführt. Dieser bildete den Quotienten $|\omega U/\omega J| = |Z|$ und ermittelte den Phasenwinkel φ zwischen Strom und Spannung. Damit war die Impedanz Z bestimmt.

Wenn Z_S die Impedanz der Einkoppelspule oder im anderen Fall die des Schwingkreises ist, so läßt sich die durch das Plasma verstimmte Impedanz Z durch ein Ersatzschaltbild beschreiben, wie es in Abb. 3.2 dargestellt wird. R_p ist ein parallel zur Einkoppelspule gedachter und durch das Plasma verursachter Wirkwiderstand. X_p ist die parallel zu Z_S angenommene imaginäre Verstimmung von Z_S durch das Plasma.

Wenn Z_S bekannt ist, und die Gesamtimpedanz Z gemessen werden kann, so lassen sich sowohl X_p als auch R_p leicht aus der Gleichung

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{Z_S} + \frac{1}{iX_p} + \frac{1}{R_p} \qquad (3.1)$$

bestimmen. Da die vom Plasma absorbierte Leistung gleich U^2/R_p ist, stellt $1/R_p$ bei konstant gehaltener Spulenspannung U ein Maß für diese Leistung dar.

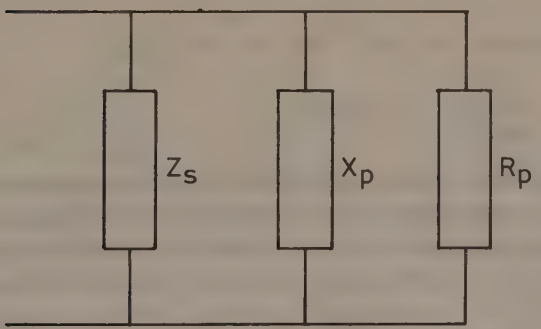


Abb. 3.2

3.3.2 Messung der Elektronendichte

Die Elektronendichte N_e wurde mit einem 8 mm-Mikrowelleninterferometer bestimmt. Bei der Messung schickt man eine kontinuierliche Mikrowelle durch das Plasma und überlagert sie anschließend mit einer vom gleichen Generator stammenden kohärenten Welle. Eine genaue Beschreibung des Interferometers findet man in [21].

Die Überlagerung der beiden Wellen geschah in einem phasenempfindlichen Gegentaktmischkopf, dessen Ausgangsspannung auf einem Kathodenstrahloszillographen gemessen werden konnte. Mit Hilfe eines Phasenschiebers wurde die Anfangsphasendifferenz zwischen Plasma- und Vergleichsarm so eingestellt, daß für die Ausgangsspannung die Beziehung gilt:

$$U_A \sim \sin\Delta\phi \qquad (3.2)$$

$\Delta\phi$ ist die Phasenverschiebung, die die Mikrowelle beim Plasmadurchgang erleidet. D. h. für kleine Phasenverschiebungen ist

$$U_A \sim \Delta\phi$$

Die Elektronendichte kann aus der Beziehung

$$\Delta\phi = \frac{\omega}{c}\left(\frac{e^2}{2m\varepsilon_o\omega^2}\right)\int_0^L N_e(l)\,dl \qquad (3.3)$$

berechnet werden. Hierin bedeuten ω die Kreisfrequenz der Mikrowelle ($\nu \approx 33{,}46$ Hz) und L den Weg, den die Mikrowelle über das Plasma nimmt. m ist die Masse der Elektronen, c die Lichtgeschwindigkeit, ε_o die Dielektrizitätskonstante des Vakuums und e die Elementarladung. Schreibt man das Integral auf der rechten Seite von (3.3) in der Form $\bar{N}_e \cdot d$, so stellt d eine "effektive" Weglänge und $\bar{N}_e$ die über diese Weglänge gemittelte Elektronendichte dar.

3.3.3 Temperaturmessung

Zur Bestimmung der Elektronentemperatur wurde um das Entladungsrohr eine Spule gelegt. Die im Magnetfeld gyrierenden Elektronen erzeugen einen diamagnetischen Fluß, der nach Abschalten der Plasmaheizung verschwindet. Die damit verbundene Flußänderung erzeugt in der Spule eine Spannung. Die Integration über die Flußänderung liefert den diamagnetischen Fluß in der brennenden Entladung. Diese Integration wurde elektronisch durchgeführt (Tektronix-Oszillographeneinschub Typ O).

Berechnet man die kinetische Energie der geladenen Teilchen pro cm^3 senkrecht zum Magnetfeld mit $W_\perp$, so gilt für jede Stelle im Plasma mit der magnetischen Induktion B die Beziehung:

$$\frac{|B|^2}{2\mu_o} + W_\perp = \text{const} \qquad (3.4)$$

(B in Vs/m^2, $\mu_o = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Vs/Am)

Da diese Beziehung auch außerhalb des Plasmas ($B = B_o$, $W_\perp = 0$) gilt, ergibt sich für die Konstante:

$$\text{const} = \frac{|B_o|^2}{2\mu_o} \qquad (3.5)$$

Durch die Gleichung

$$\bar{U} = \frac{1}{2} N\overline{mv^2} = \frac{3}{2}NkT \qquad (3.6)$$

kann man eine mittlere Temperatur definieren. $\bar{U}$ bedeutet die mittlere Teilchenenergie pro Volumeneinheit und N die mittlere Teilchendichte. Dann ergibt sich:

$$W_\perp = N_i kT_i + N_e kT_e \qquad (3.7)$$

mit N_i = Ionendichte, N_e = Elektronendichte. In unserem Experiment war $T_e >> T_i$. Daher kann Gl. (3.4) geschrieben werden:

$$\frac{|B|^2}{2\mu_o} + N_e kT_e \quad \frac{|B_o|^2}{2\mu_o} \qquad (3.8)$$

Bezeichnet man das Verhältnis von kinetischem Druck im Plasma zum magnetischen Druck am Plasmarand mit

$$\beta = \frac{N_e kT_e \cdot 2\mu_o}{|B_o|^2} \qquad (3.9)$$

so gilt nach Gl. (3.8)

$$\beta = 1 - \frac{|B|^2}{|B_o|^2} \qquad (3.10)$$

Daraus folgt:

$$\Delta B = (B_o - B) = B_o(1 - (1 - \beta)^{1/2}) \qquad (3.11)$$

Da die Werte für β in den vorliegenden Experimenten sehr klein sind, ergibt eine Reihenentwicklung und Abbruch nach dem linearen Glied:

$$\Delta B = \frac{B_o}{2} \beta \approx 1.25 \cdot 10^{-6} \frac{N_e k T_e}{B_o} \qquad (3.12)$$

Wenn F der Plasmaquerschnitt ist, so gilt für den diamagnetischen Fluß $\Delta\phi$

$$\Delta\phi = 1.25 \cdot 10^{-6} \frac{N_e k T_e F}{B_o} \qquad (3.13)$$

$\Delta\phi$ läßt sich wie oben gezeigt wurde, durch Messungen bestimmen. Dasselbe gilt für N_e. Damit läßt sich aus (3.13) die Temperatur bestimmen.

4. Meßergebnisse und Diskussion

4.1 Lineare Experimente

Bei den hier unter 4.1 diskutierten Untersuchungen wurde Hf-Energie kleiner Leistung ($\approx$5 mW) über eine Einwindungsspule in ein heißes Targetplasma eingekoppelt. Die Plasmaparameter wurden durch die eingestrahlte Hf nicht geändert. Zur Variation des Verhältnisses ω_o/ω wurde nicht, wie das allgemein üblich ist, das Magnetfeld, sondern die Frequenz geändert. Das machte die Messungen zwar etwas umständlicher - die Frequenzen mußten Punkt für Punkt eingestellt werden - und der Betrag der eingekoppelten Hf-Leistung war wegen der Spuleninduktivität frequenzabhängig. Der entscheidende Vorteil bestand aber darin, daß die Plasmaparameter N_e, T_e und das Spiegelfeld für jede Wahl von ω_o/ω konstant blieben ($N_e \approx 3 \cdot 10^{11}$ cm^{-3}, $T_e \approx 10^6$ °K). Auf der anderen Seite war der Nachteil, daß nämlich der Betrag der eingekoppelten Leistung von der Frequenz abhing, nicht bedeutsam; wie sich auch in [3] bestätigt, haben im Bereich kleiner Leistungen diese keinen Einfluß auf die von uns durchgeführten Messungen des Lastwiderstandes.

Für diese Arbeit wurden etwa 60 Meßkurven ermittelt, von denen im folgenden nur ausgewählte Kurven gezeigt werden. Es sei aber darauf hingewiesen, daß keine Messung den hier dargestellten Ergebnissen widerspricht. Obwohl das Plasma für jeden Meßpunkt neu gezündet wurde, damit die Nulleinstellung der Meßgeräte kontrolliert werden konnte, stellen die einzelnen Meßpunkte offensichtlich eine glatte Kurvenform dar. Das unterstreicht eine gute Reproduzierbarkeit der Plasmaparameter.

Unsere Ergebnisse zeigen in der Umgebung der Resonanzen eine ausgezeichnete Übereinstimmung mit denen in [3] für

denselben Parameterbereich veröffentlichten Resultaten. Das ist bemerkenswert, weil bei den in [3] beschriebenen Untersuchungen nicht die Frequenz, wie in unserem Experiment, sondern das Magnetfeld variiert wurde. Damit ist als Grundtatsache für die übliche Magnetfeldvariation sichergestellt, daß hier keine starke Verfälschung der Meßergebnisse insbesondere durch ein sich änderndes Ionisations- und Diffusionsverhalten zu erwarten ist, und das die Resultate über das Resonanzverhalten des Plasmas im wesentlichen richtig sind. Allerdings können bei den beiden Meßmethoden kleinere Unterschiede in den genauen Resonanzlagen auftreten, die dadurch zustande kommen, daß bei der Magnetfeldvariation das Spiegelverhältnis während der Messung geändert wird.

In den folgenden zwei Unterabschnitten werden die Ergebnisse diskutiert, die bei Frequenzvariation für verschiedene Spiegelverhältnisse und zum anderen für unterschiedliche Einkoppelgeometrien beobachtet wurden.

4.1.1 Änderung der Spiegelgeometrie

Unter dem Spiegelverhältnis soll im folgenden das Verhältnis B_{Sp}/B_o verstanden werden. B_{Sp} ist die Magnetfeldstärke für die Zyklotronresonanz der Elektronen mit der das Targetplasma erzeugenden Mikrowelle, B_o das Magnetfeld in der Mitte der magnetischen Flasche. Eine Erhöhung des Spiegelverhältnisses bewirkt, wie sich aus dem in Kap. 2 beschriebenen Plasmamodell abschätzen läßt, eine Verkleinerung des Winkels θ zwischen der Richtung der Dichtegradienten und dem Magnetfeld. Wegen $\omega_o^2/\omega_{res}^2 = 1 - \cos^2\theta$, sollte sich das in einer Änderung der Resonanzlage bemerkbar machen.

In Abb. 4.1 wird der gemessene Verlauf von $1/R_p$ in Abhängigkeit von dem Verhältnis ω_o/ω dargestellt, und zwar für drei verschiedene Spiegelverhältnisse. R_p ist der reelle

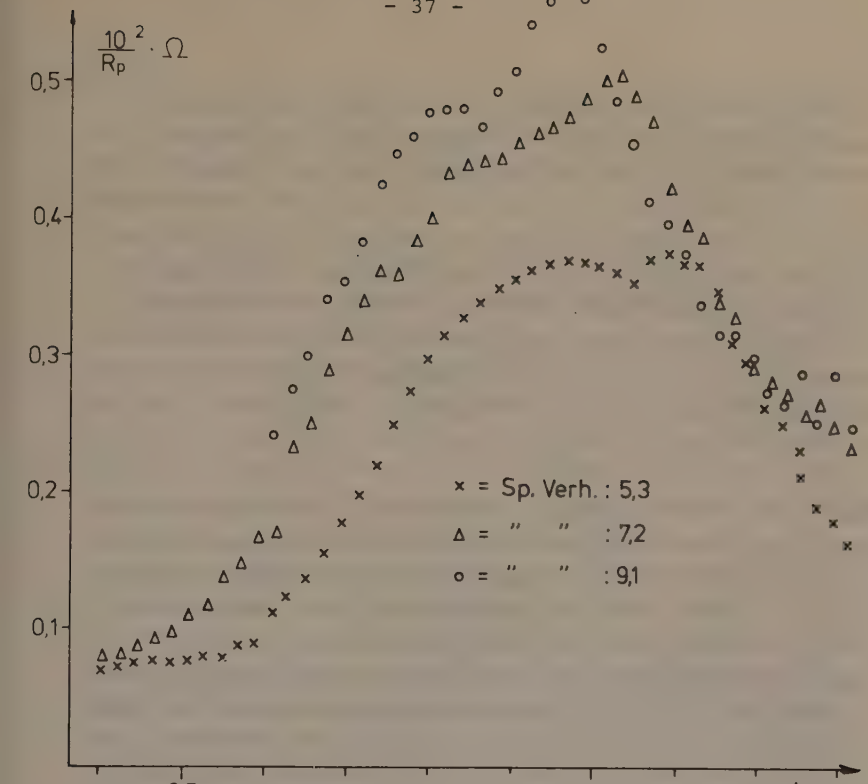

$\frac{10^2}{R_p} \cdot \Omega$
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
× = Sp. Verh. : 5,3
Δ = " " : 7,2
o = " " : 9,1
0,5
1
ω_o/ω

Abb. 4.1

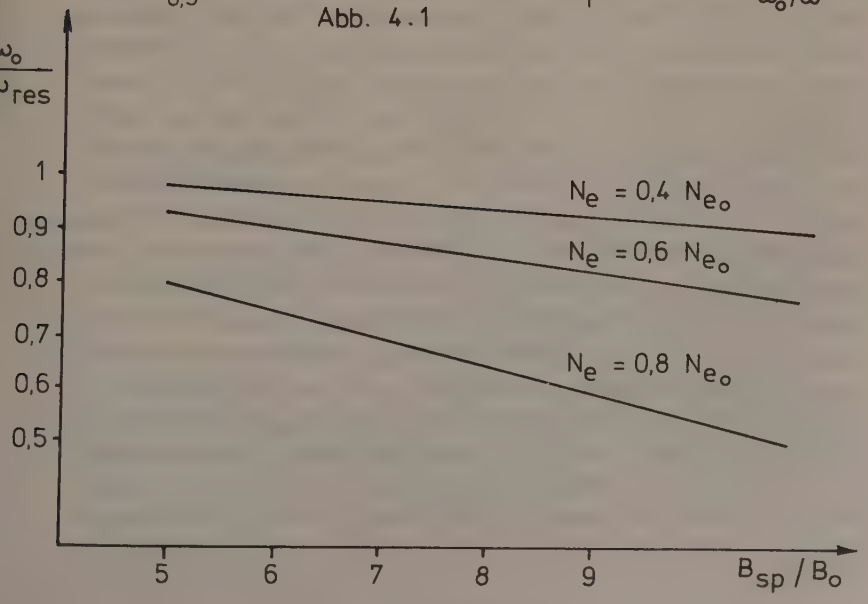

$\frac{\omega_o}{\omega_{res}}$
1
0,9
0,8
0,7
0,6
0,5
$N_e = 0{,}4\ N_{e_o}$
$N_e = 0{,}6\ N_{e_o}$
$N_e = 0{,}8\ N_{e_o}$
5
6
7
8
9
B_{sp} / B_o

Abb. 4.2

Lastwiderstand des Plasmas, den man sich, wie in Kap. 3 gezeigt wurde, parallel zur Einkoppelspule geschaltet denken kann. $1/R_p$ ist bei konstant gehaltener Spannung ein direktes Maß für die vom Plasma absorbierte Hf-Leistung. Abb. 4.1 zeigt, daß diese in der Nähe von $\omega_o/\omega \lesssim 1$ maximal wird. Und zwar weisen die Kurven eigentlich zwei Maxima auf, die nach den im Unterabschnitt 4.1.2 noch zu diskutierenden Ergebnissen anscheinend beide auf geometrische Resonanzen zurückzuführen sind. Die Kurven weisen bei wachsenden Spiegelverhältnissen deutlich auf eine Verschiebung der Resonanzfrequenz zu höheren Werten von ω_{res} hin.

Die "intrinsic" Resonanz wird wahrscheinlich bei unseren Messungen nicht dominierend sein. Für die Wellenabsorption sind im wesentlichen die geometrischen Resonanzen wichtig. In ihnen können sich die Wechselfelder auch dann noch zu beträchtlicher Stärke aufschaukeln, wenn ein Teil der einfallenden Wellenenergie von den Plasmarandschichten reflektiert wird. Die "intrinsic" Resonanz selbst verliert dadurch in Bezug auf die Wellenabsorption an Effektivität.

Abb. 4.2 zeigt theoretische Abschätzungen nach dem beschriebenen Plasmamodell für die Änderungen von ω_o/ω_{res} in Abhängigkeit vom Spiegelverhältnis. Betrachtet wurden drei Flächen gleicher Elektronendichte N_e und deren Verlauf bezüglich des Magnetfeldes. Die in Abb. 4.2 dargestellten relativen Resonanzlagen ω_o/ω_{res} für die "intrinsic" Resonanz wurden für eine Scheibe 1 cm außerhalb der Mitte der magnetischen Flasche abgeschätzt. Genau in der Mitte der Flasche liefert das Modell Dichtegradienten, die senkrecht zu den Magnetfeldlinien verlaufen und somit keine Resonanzverschiebung bewirken. Der Winkel zwischen den Gradienten und der Magnetfeldnormalen ist um so größer, je weiter der betrachtete Bereich von der Flaschenmitte entfernt ist. Die Einkoppelspule befand sich bei den hier unter 4.1.1 beschriebenen Untersuchungen in

der Flaschenmitte. Sie war 3 cm breit. Daher scheint der gewählte Abstand von 1 cm repräsentativ für die erwartete Entfernung zu sein.

Die geometrischen Resonanzen sollten bei höheren Frequenzen als die "intrinsic" Resonanz beobachtet werden; d. h. in unserer Darstellung bei Abb. 4.1 rechts davon. Die Messungen zeigen, daß verstärkte Absorption praktisch nur für Werte von $\omega_o/\omega < 1$ auftritt. Daher muß für den Fall, daß das benutzte Bild richtig ist, die "intrinsic" Resonanz bei noch höheren Frequenzen liegen. Die gemessene Verschiebung der Resonanzen und die Abhängigkeit der Verschiebung vom Spiegelverhältnis, wie dies aus Abb. 4.1 ersichtlich ist, wird von den theoretischen Werten der Abb. 4.2 annähernd richtig wiedergegeben. Dies ist in dem Sinn zu verstehen, daß die Werte von Abb. 4.2 die Möglichkeit bieten, einen "wirksamen" Winkel zu definieren, mit dessen Hilfe die gemessenen Verschiebungen optimal an das theoretische Modell angepaßt werden könnten. Das soll hier nicht gemacht werden, denn es ist nicht anzunehmen, daß die Lage der geometrischen Resonanzen bei gegebener Frequenz ω_o allein von der Strukturierung des Plasmas abhängt.

Eine Erhöhung des Spiegelverhältnisses bewirkt in unserem Plasma eine Verkürzung der Plasmasäule. Dies führt über die Randbedingungen in dem in Kap. 2 beschriebenen $k_{\parallel}$-Bild zu einer Anreicherung des $k_{\parallel}$-Spektrums. Auch hierdurch wird der Schwerpunkt der Resonanzkurven zu höheren Frequenzen hin verschoben. Die in Frage kommenden Längenänderungen würden jedoch den beobachteten Effekt quantitativ nicht ausreichend erklären. Darüberhinaus hat sich in [2] und neuerdings auch in [3, 7] angedeutet, daß die Meßergebnisse mit Hilfe der Randbedingungen besser beschrieben werden könnten, wenn zur Berücksichtigung von Plasmastrukturen die Länge der Plasmasäule zumindest etwas kürzer angenommen wird, als dies den geometrischen Abmessungen entspricht.

Bei nahezu allen durchgeführten Messungen wurde beobachtet, daß, wie in Abb. 4.2, bei höheren Spiegelverhältnissen die absorbierte Hf-Leistung um so höher ist, je größer das Spiegelverhältnis ist. Dieser Tatsache kommt in dem hier diskutierten Zusammenhang keine besondere Bedeutung zu. Bei höheren Spiegelverhältnissen waren - wegen effektiverer Vorionisation und geringerer Verluste - die Elektronendichten und damit die absorbierten Leistungen größer als bei kleineren Spiegelverhältnissen. Auf die Resonanzlage hatten die Unterschiede in der Dichte keinen wesentlichen Einfluß, denn es galt in jedem Fall $\omega_p^2 >> \omega_e^2$, d. h. die untere Hybridfrequenz war dichteunabhängig.

Wenn sich auch die Lage der Resonanzen hinreichend gut mit der Fluidtheorie für das kalte Plasma beschreiben läßt, so sind doch die Höhen der Absorptionsmaxima viel kleiner, als dies von der Theorie vorhergesagt wird. Das liegt sicherlich daran, daß die radialen Eigenmoden im Plasma stärker gedämpft werden, als dies von der Fluidtheorie berücksichtigt wird. In [3] werden Absorptionsmessungen, die ein ähnliches Verhalten wie die in Abb. 4.2 gezeigten Meßergebnisse aufweisen, mit theoretischen Erwartungen nach [1] verglichen. Es zeigt sich eindeutig, daß die Elektronen-Neutralgas-Stoßfrequenzen nicht ausreichen, um die beobachtete Dämpfung der geometrischen Resonanzen zu erklären. In [3] findet man auch Abschätzungen für den Einfluß von anderen Dämpfungsmechanismen. Insbesondere wird hier die Landaudämpfung betrachtet, die in unserem Plasma gerade in der Nähe der Resonanzen eine deutlich stärkere Rolle spielen kann als die von der Fluidtheorie erfaßte Stoßdämpfung.

Ebenso wie das Spiegelverhältnis sollte die Geometrie der Einkopplung einen Einfluß auf die Resonanzlagen haben. Das gilt vor allen Dingen dann, wenn die Hf-Energie außer-

halb der Flaschenmitte eingekoppelt wird. Denn hier sind, wie schon erwähnt wurde, die Winkel zwischen den Dichtegradienten und den Magnetfeldnormalen besonders groß.

4.1.2 Einfluß der Einkoppelgeometrie auf die Resonanzlage

Nach den Überlegungen in Abschnitt 2.5 kommt es nicht darauf an, unter welchem Winkel die elektromagnetischen Wellen auf das Plasma treffen. Ihre Richtung im Plasma ist für hohe Brechungsindices durch die Richtung der Dichtegradienten festgelegt. Um dies experimentell zu untermauern, wurde die Orientierung der Einkoppelspule in Bezug auf die Richtung des statischen Magnetfeldes verändert. Auch für große Winkel zwischen der Spulennormalen und dem Magnetfeld ($\approx 30^{\circ}$) konnten keine Auswirkungen auf die Resonanzlage gemessen werden. Zu ähnlichen Ergebnissen haben auch Untersuchungen in [18] geführt.

Für ein weiteres Experiment wurde die Einkoppelspule 10 cm außerhalb der Flaschenmitte angebracht. Die Ergebnisse der Absorptionsmessungen sind in den Abbildungen 4.3 und 4.4 für 2 extrem unterschiedliche Spiegelverhältnisse dargestellt. Zum Vergleich wurden auch die Meßwerte für die zentrale Einkopplung ($\Delta\Delta$) in die Abbildungen eingezeichnet. Auf den Abszissen sind zwei verschiedene Skalen für ω_o/ω aufgetragen. ω_o bezieht sich auf das Magnetfeld in der Mitte der Flasche, ω_o' auf die Stelle 10 cm außerhalb der Mitte.

Das zunächst verblüffende Ergebnis der Untersuchungen besteht darin, daß offensichtlich sowohl für die exzentrische wie die zentrale Einkopplung die Wellenabsorption maximal ist, wenn die Bedingungen für das Auftreten geometrischer Resonanzen in der Mitte der Flasche erfüllt sind. Das zeigt besonders deutlich die Abb. 4.3. Bei verhältnismäßig niedrigen Spiegelverhältnissen unter den genannten Voraussetzungen erreicht man bei beiden Einkopplungsarten fast die gleichen

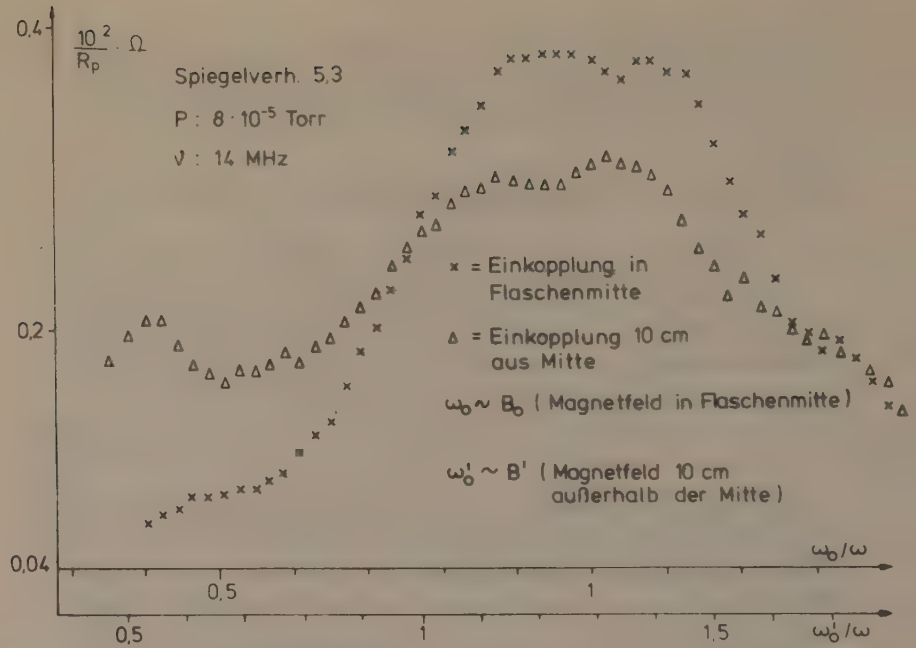

0,4
0,2
0,04
$\frac{10^2}{R_p} \cdot \Omega$
Spiegelverh. 5,3
P : $8 \cdot 10^{-5}$ Torr
ν : 14 MHz
× = Einkopplung in Flaschenmitte
△ = Einkopplung 10 cm aus Mitte
$\omega_0 \sim B_0$ (Magnetfeld in Flaschenmitte)
$\omega_0' \sim B'$ (Magnetfeld 10 cm außerhalb der Mitte)
ω_0/ω
0,5
1
0,5
1
1,5
ω_0'/ω

Abb. 4.3

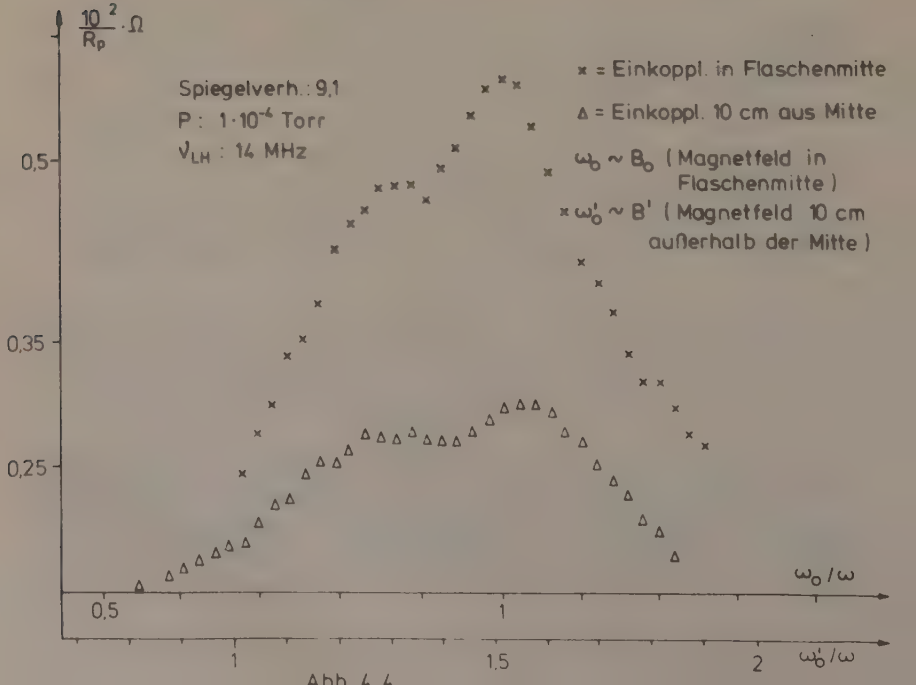

$\frac{10^2}{R_p} \cdot \Omega$
Spiegelverh.: 9,1
P : $1 \cdot 10^{-4}$ Torr
ν_{LH} : 14 MHz
× = Einkoppl. in Flaschenmitte
△ = Einkoppl. 10 cm aus Mitte
$\omega_0 \sim B_0$ (Magnetfeld in Flaschenmitte)
$\omega_0' \sim B'$ (Magnetfeld 10 cm außerhalb der Mitte)
0,5
0,35
0,25
ω_0/ω
0,5
1
1
1,5
2
ω_0'/ω

Abb. 4.4

Werte für die maximale Absorption. Die zur exzentrischen Einkopplung gehörende Meßkurve zeigt bei höheren Frequenzen stärkere Absorption als die andere Kurve. Das scheint darauf hinzudeuten, daß hier in Bereiche außerhalb der Mitte eingekoppelt wird, in denen die Resonanzbedingungen gerade erfüllt sind. Dieser Kopplungsmechanismus beruht wahrscheinlich zu einem Teil auf dem Einfluß der Dichtegradienten. Sie haben eine Komponente, die zur Flaschenmitte hinweist. Dadurch wird umgekehrt eine Kopplung von der Mitte aus in Bereiche mit höherem Magnetfeld erschwert. Falls diese Überlegung zutrifft, wäre der Unterschied beider Kurven im Bereich höherer Frequenzen zu erklären.

Bei Erhöhung des Spiegelverhältnisses werden die Unterschiede in den Resonanzbedingungen an den beiden betrachteten Orten so groß, daß eine Kopplung von äußeren Bereichen in die Flaschenmitte zumindest erschwert werden sollte. Dies zeigt Abb. 4.4. Das Maximum der Absorption ist hier für exzentrische Einkopplung merklich kleiner als das für zentrale Einkopplung.

In Abb. 4.3 zeigt die Kurve für die exzentrische Spule ($z = 10$ cm) ein zusätzliches Maximum bei höheren Frequenzen. Sicherlich handelt es sich hier um eine Resonanz, die durch das Magnetfeld an der Einkoppelstelle bestimmt ist. Unter dieser Annahme ergibt sich $\omega_o/\omega_{res} \lesssim 0{,}5$. Die Resonanzfrequenz ist also stark verschoben. Das war aber nach dem benutzten Plasmamodell zu erwarten. Die hiernach abgeschätzten Werte für ω_o/ω_{res} liegen je nach betrachteter Schicht konstanter Dichte ($0.4\ N_{eo} \leq N_e(r) = \text{const} \leq 0.8\ N_{eo}$; N_{eo} ist die Dichte auf der Achse in der Flaschenmitte) zwischen 0,6 und 0,3. Daher zeigt auch dieses Ergebnis befriedigende Übereinstimmung mit der theoretischen Erwartung. Allerdings läßt auch die Anwendung des $k_{\parallel}$-Bildes für die exzentrische Einkopplung eine starke Verschiebung der Resonanzen zu höheren Frequenzen erwarten.

Die in diesem Teilabschnitt beschriebenen Ergebnisse weisen darauf hin, daß das Resonanzverhalten des untersuchten Plasmas im wesentlichen durch die Bedingungen in der Flaschenmitte festgelegt ist. Die "intrinsic" Resonanz spielt für die Wellenabsorption eine untergeordnete Rolle. Allerdings ist ihre Nähe notwendig, weil für die geometrischen Resonanzen hohe Brechungsindices benötigt werden. Die "intrinsic" Resonanz wird, wenn überhaupt, höchstens bei exzentrischer Einkopplung gemessen. Die stärkste Wellenabsorption tritt dann auf, wenn das Plasma sozusagen als "Ganzes" schwingt. Im nächsten Abschnitt soll dargelegt werden, daß das Plasma unter gewissen Umständen auch dann noch resonanzartiges Verhalten aufweist, wenn die eingekoppelte Leistung drastisch erhöht wird.

4.2 Nichtlineares Experiment

In diesem Abschnitt sollen Ergebnisse dargelegt werden, die aus Messungen des Lastwiderstandes R_p bei hohen Einkoppelleistungen erhalten wurden. Sie lassen sich zwar qualitativ, anschaulich erklären, eine exaktere theoretische Diskussion scheint aber aus zwei Gründen zur Zeit nicht möglich zu sein. Einerseits gibt es, soweit uns bekannt ist, von theoretischer Seite her nur qualitative Hinweise dafür, daß auch bei nichtlinearer Welleneinkopplung die untere Hybridresonanz erhalten bleibt [8]. Auf der anderen Seite müßten einige Plasmaeigenschaften, insbesondere die Elektronentemperatur und das Diffusionsverhalten genauer in ihren Variationen bekannt sein, um die hier beschriebenen Effekte auch quantitativ beschreiben zu können. Wegen ihrer praktischen Bedeutung sollen unsere Meßergebnisse aber auch ohne eingehendere Betrachtung angeführt werden.

In [3] wurde schon bei verhältnismäßig kleinen dem Plasma angebotenen Leistungen ($\lesssim$100 Watt) ein Absinken der Elektronendichte im Targetplasma beobachtet. Die Elektronen

temperatur ($\approx$100 eV) war so hoch, daß das Maximum der Ionisierungskurve - es liegt bei etwa 80 eV - schon überschritten war. Ein Anstieg der Elektronentemperatur durch zusätzlich zugeführte Leistung erhöhte nicht die Teilchengewinne durch Ionisation. Die Verluste infolge von Turbulenz stiegen jedoch an. Das führte zu einer Erniedrigung der Elektronendichte. Unsere Experimente haben gezeigt, daß bei weiterer Erhöhung der Blindleistung in der Spule auf etwa 500 W sich die in [3] beobachtete Tendenz sinkender Elektronendichte weiter fortsetzte. Die Entladung konnte schließlich nicht mehr aufrechterhalten werden. Die Verluste waren jetzt so groß, daß sich bei keiner Elektronendichte ein Gleichgewicht zwischen Teilchenverlusten und -gewinnen einstellen konnte.

Um die Richtigkeit dieser Überlegungen zu überprüfen, sollte zunächst einmal die Elektronentemperatur im Targetplasma abgesenkt werden, um in den Bereich steigender Ionisierungsraten mit ansteigender Temperatur zu gelangen. Dies war durch eine Erhöhung des Neutralgasdrucks von $0.8 \cdot 10^{-4}$ Torr auf $2 - 3 \cdot 10^{-4}$ Torr möglich. Gleichzeitig gewann wegen der Erhöhung der Elektronen-Neutralteilchen-Stoßfrequenz die Ionisation durch das Wellenfeld im Plasma an Bedeutung.

Die Elektronendichten im Targetplasma waren etwa 30 % höher als bei den niedrigeren Neutralgasdrucken. Das führte dazu, daß nun auch in einem größeren Abstand von der unteren Hybridfrequenz im Bereich höherer Werte von ω_o/ω der zu N_e proportionale Brechungsindex so groß war, daß die Wellenlängen in die Größenordnung der Gefäßdimensionen kamen. Bei allen Untersuchungen mit nichtlinearer Welleneinkopplung wurde bei konstant gehaltener Frequenz das Magnetfeld variiert, denn die im Abschnitt 4.1 diskutierten Ergebnisse lassen erwarten, daß hierbei keine grundsätzlichen Verfälschungen der Resultate zu erwarten sind.

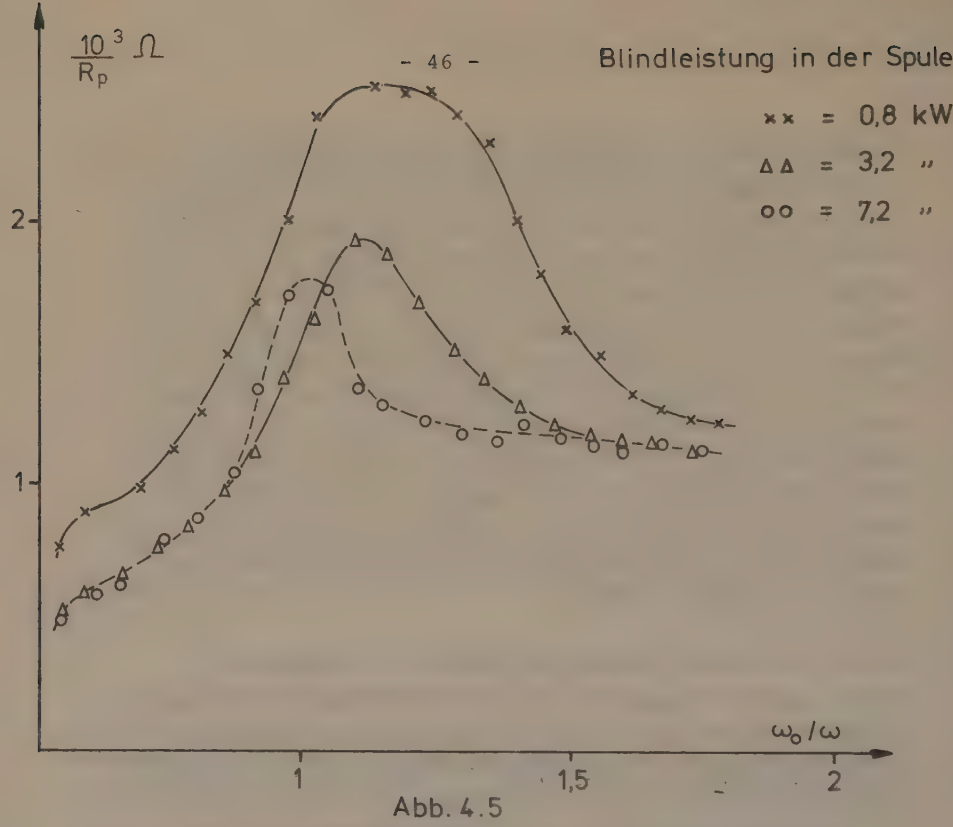
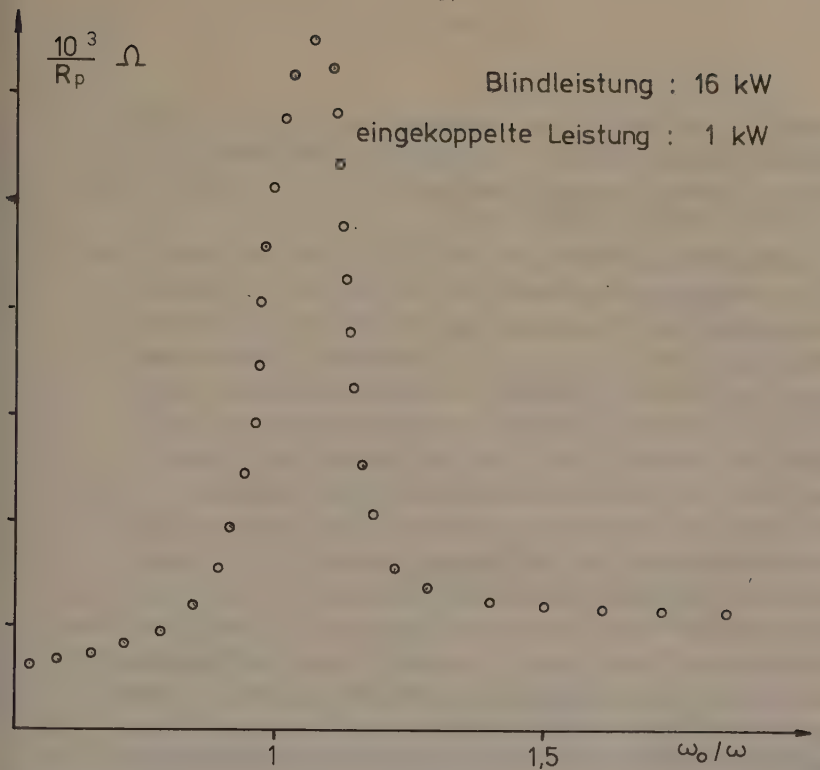
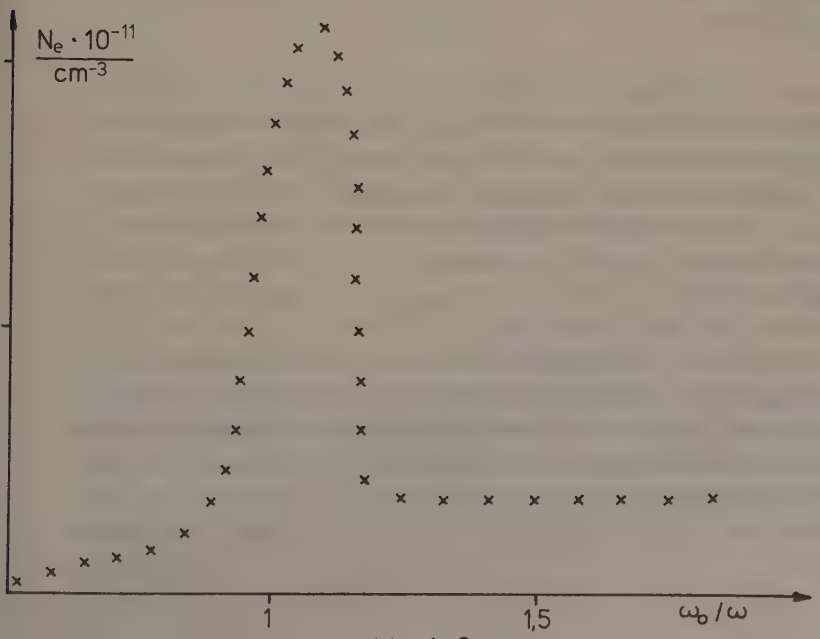


Abb. 4.5

Abb. 4.5 zeigt für 3 verschiedene dem Plasma angebotene Blindleistungen den reziproken Lastwiderstand - als Maß für die vom Plasma absorbierte Leistung - in Abhängigkeit von ω_o/ω. Bei Leistungen um 1 kW lag das Absorptionsmaximum, wie das wegen der höheren Elektronendichte zu erwarten war, bei größeren Werten von ω_o/ω als dies in den linearen Experimenten der Fall war. Eine Erhöhung der Blindleistung in der Spule führte zunächst zu einem Absinken der Elektronendichte und damit zu einer Verringerung der absorbierten Leistung. Die Kurven sind nach links, d. h. näher zur unteren Hybridfrequenz hin verschoben. Das sollte auf die niedrigere Elektronendichte zurückzuführen sein.

Zur Erklärung des Absinkens der Elektronendichte auch bei erhöhten Neutralgasdichten kann angenommen werden, daß die Ionisation im Wellenfeld der Hf zunächst noch zu klein war.


$\frac{10^3}{R_p}\ \Omega$
Blindleistung : 16 kW
eingekoppelte Leistung : 1 kW
1
1,5
ω_o/ω


$\frac{N_e \cdot 10^{-11}}{cm^{-3}}$
1
1,5
ω_o/ω

Die erhöhten Verluste durch Turbulenz und bei hohen Blindleistungen schließlich auch durch zunehmende Temperatur konnten noch nicht ausgeglichen werden.

Erst bei weiterer Erhöhung der Blindleistung auf etwa 20 kW nahm die Elektronentemperatur, allerdings nur in unmittelbarer Umgebung der Plasmaresonanz, so stark zu, daß die mit der Temperatur exponentiell ansteigende Ionisierung die erhöhten Verluste mehr als ausgleichen konnte. Das führte, wie es Abb. 4.6 zeigt, zu einer Zunahme der Elektronendichte, woraus sich eine noch höhere Ionisierung ergab; d. h. die Elektronendichte wuchs lawinenartig. Damit verbunden stieg auch die absorbierte Leistung steil an. Hierdurch wurde der Parallelschwingkreis, der wegen der besseren Anpassung an den Leistungssender zur Hf-Einkopplung benutzt wurde, so stark bedämpft, daß sein Resonanzwiderstand sehr klein wurde. Es kam zu einer Fehlanpassung an den Sender und die Spannung an der Einkoppelspule sank. Dieses Zusammenbrechen der Spannung ist ein wesentlicher Grund dafür, daß die Elektronendichte nicht noch stärker erhöht werden konnte.

Für Abb. 4.7 wurde der Kehrwert des Lastwiderstandes durch die Elektronendichte dividiert. Die dargestellten Kurven geben ein Maß für die pro Elektron absorbierte Leistung an. Sie ist im ganzen betrachteten Leistungs- und Frequenzbereich nahezu konstant. Damit spiegeln die Absorptionskurven gleichzeitig auch den Verlauf der Elektronendichte wieder.

Die in Abb. 4.6 dargestellten Elektronendichten sind nur eine Abschätzung der Dichte nach unten. Der Proportionalbereich des Mikrowelleninterferometers wurde überschritten, so daß die tatsächlichen Dichten größer als die aus der Messung berechneten sind.

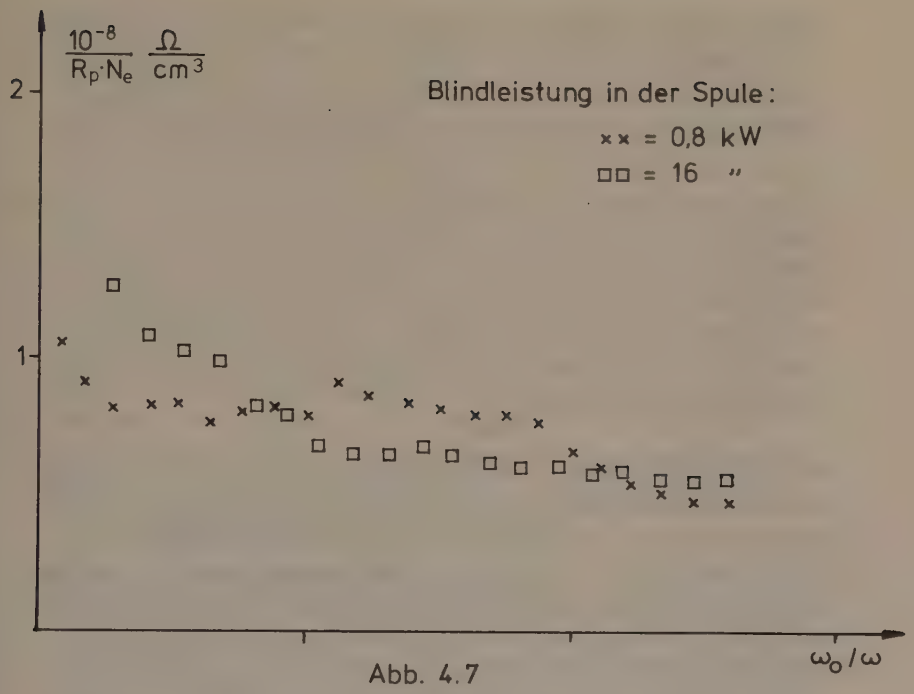


Abb. 4.7

Aber auch bei Dichten um 10^{12} cm^{-3} ist der Ionisationsgrad des Plasmas mit 30 % für eine stationäre Hochfrequenzentladung extrem hoch. Das macht dieses Plasma zweifellos für die Anwendung z. B. als Vorplasma bedeutsam. Unter den Bedingungen, wie sie in unserem Experiment vorliegen, läßt sich für einen Druck von $2 \cdot 10^{-4}$ Torr eine Neutralteilchendichte $\approx 3 \cdot 10^{12}$ cm^{-3} abschätzen. Hieraus und aus den gemessenen Werten der Elektronendichte ergibt sich dann ein Ionisationsgrad von etwa 30 %. Es hat sich gezeigt, daß eine Erhöhung des Neutralgasdrucks über $2 \cdot 10^{-4}$ Torr hinaus keine wesentliche Erhöhung der Elektronendichte mit sich brachte. Daher kann gesagt werden, daß in unserem Experiment, in einem schmalen Druckbereich um $2 \cdot 10^{-4}$ Torr, der Ionisationsgrad maximal ist.

5. Zusammenfassung und Ausblick

Durch unsere linearen Experimente, bei denen zur Ermittlung von Plasmaresonanzen die Frequenz variiert wurde, konnte zunächst sichergestellt werden, daß keine prinzipiellen Unterschiede zu Messungen mit variiertem Magnetfeld auftraten [3]. Es sind also offensichtlich wesentliche Verfälschungen durch sich änderndes Ionisations- und Diffusionsverhalten auszuschließen. Das erlaubt es nun für fast alle Untersuchungen von Plasmaresonanzen das Magnetfeld bei konstanter Frequenz zu verändern, was einen geringeren experimentellen Aufwand bedeutet. Weiterhin werden die in früheren Experimenten mit variiertem Magnetfeld gewonnenen Ergebnisse untermauert.

Darüberhinaus brachte die Frequenzvariation bei konstanter Spiegelgeometrie den Vorteil, daß wegen der Konstanz aller Plasmaparameter die genaue Lage der Plasmaresonanzen in Abhängigkeit von der Spiegel- und Einkoppelgeometrie untersucht werden konnte. Es zeigte sich, daß die Resonanzlagen qualitativ und in der richtigen Größenordnung von einem einfachen Modell erklärt werden konnten, das die Struktur der Magnerfeld- und Dichtegradienten im Plasma nicht aber die endliche Länge und die damit verbundenen Randbedingungen berücksichtigt. Es ist allerdings nicht anzunehmen, daß die Resonanzlage nur von der internen Plasmastruktur abhängt. Alle gemessenen Verschiebungen lassen sich ebenso gut durch ein mathematisch aufwendigeres Modell [1] beschreiben, das nur die Randbedingungen berücksichtigt. Dieses Modell bietet den Vorteil, daß sich nicht nur die Resonanzlagen, sondern auch die Höhe der vom Plasma absorbierten Hf-Leistung numerisch bestimmen lassen. Unsere Untersuchungen haben gezeigt, daß der Einfluß von Plasmastrukturen dieselbe Auswirkung auf die Resonanzlage hat wie eine "effektive" Verkürzung der Plasmalänge in dem in [1] beschriebenen Modell. D. h. zur numerischen Behandlung der

geometrischen Resonanzen müßte hier die Länge des Plasmas etwas kürzer angenommen werden, als dies die Geometrie der Versuchsanordnung und insbesondere des Magnetfeldes erwarten läßt. Auf diese Weise könnten hier auch Plasmastrukturen zum Teil berücksichtigt werden.

Der Charakter der geometrischen Resonanzen zeigte sich besonders gut bei Einkopplung außerhalb der Mitte der magnetischen Flasche. Hier wurden die Wellen nicht etwa durch die örtliche "intrinsic" Resonanz besonders stark absorbiert. Das Maximum der Absorption trat immer dann auf, wenn die Resonanzbedingungen für die Einkopplung in der Mitte erfüllt waren. Die Lage eines kleineren Absorptionsmaximums bei exzentrischer Einkopplung, das der örtlichen Resonanz zuzuordnen war, ließ sich durch das Strukturmodell befriedigend beschreiben.

Bei starker Erhöhung der Blindleistung (1 kW) in der Einkoppelspule konnte bei Drucken um $8 \cdot 10^{-5}$ Torr die Entladung nicht aufrechterhalten werden. Erst eine Vergrößerung des Neutralgasdrucks auf etwa $2 \cdot 10^{-4}$ Torr erhöhte die Ladungsträgererzeugung, so daß die durch Hf-Einkopplung verstärkten Verluste zumindest teilweise ausgeglichen werden konnten. Bei Blindleistungen von etwa 20 kW waren die Teilchengewinne durch Ionisation bei der gemessenen Plasmaresonanz allem Anschein nach größer als die Verluste. Die Elektronendichte stieg steil an und es wurde ein für eine stationäre Hochfrequenzentladung ungewöhnlich hoher Ionisationsgrad von ungefähr 30 % erreicht.

Das unterstreicht die Bedeutung dieses Plasmas für die Anwendung. In der Nähe der unteren Hybridfrequenz wird den Ionen durch das Hf-Feld etwa die gleiche Energie wie den Elektronen angeboten. Eine merkliche Aufheizung des Ionengases wird aber nur dann zu erreichen sein, wenn der Energieabfluß vom Ionengas zum Neutralgas durch einen hohen Ionisationsgrad erschwert wird.

Für die Zukunft bietet sich an, durch bessere Anpassung an den Leistungssender ein Zusammenbrechen der Spulenspannung in der Resonanz zu verhindern. Der Ionisationsgrad in der Resonanz sollte sich dann weiterhin vergrößern lassen. Vor allen Dingen ist zu erwarten, daß hier bei verbesserter Anpassung eine weit höhere Leistung ins Plasma eingekoppelt werden kann. Bei hohen vom Plasma absorbierten Leistungen wäre es schließlich gerechtfertigt, durch spektroskopische Messungen zu überprüfen, ob die Ionentemperatur in den Resonanzen ansteigt.

Herrn Professor Dr. H. Schlüter danke ich herzlich für das Thema und die stete Förderung dieser Arbeit. Außerdem möchte ich den Herren Dr. H. Beerwald und Dr. M. Krämer für wertvolle Anregungen und Herrn H. Herchenröder für seine fachkundige Mitarbeit beim Aufbau und bei der technischen Betreuung des Experiments danken.

Anhang

Herleitung des Plasmamodells

Es soll eine magnetische Flasche betrachtet werden, wie sie in Abb. A1 schematisch dargestellt ist.

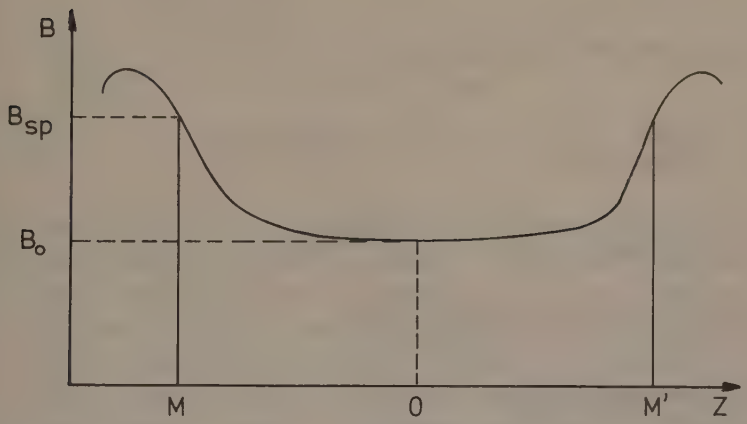


Abb. A 1

An der Stelle z = M werden nach und nach Teilchen mit nur transversaler Gyroenergie $W_\perp$ eingebracht. Es sollen so wenig Teilchen sein, daß sie praktisch nicht miteinander stoßen. Damit ist die Flasche verlustfrei. Denn aus Energiesatz und der Invarianz von $W_\perp/B$ folgt, daß alle Teilchen zwischen den Grenzen M und M' hin und herpendeln, ohne die Flasche verlassen zu können. Die Annahme, daß die Teilchen in M nur transversale Energie haben, soll unserem Versuchsaufbau Rechnung tragen. Auch dort wird - allerdings aus-

schließlich - den Elektronen im Bereich der Elektronzyklotronresonanz (z = M) transversale Energie zugeführt. Die Elektronendichte $N_e(z)$ an der Stelle z wird einerseits indirekt proportional zum Quadrat des Flaschenradius r(z) an der betrachteten Stelle sein, zum anderen indirekt proportional zur Geschwindigkeit $v_\parallel(z)$ längs der Magnetfeldlinien [19]. Damit ergibt sich:

$$N_e(z) \quad \frac{1}{v_\parallel(z) \cdot r^2(z)} \tag{1}$$

Aus der Invarianz von $\frac{W_\perp}{B}$ folgt:

$$\frac{W_\perp(z)}{B(z)} = \frac{W_\perp(M)}{B(M)} \quad \text{und}$$

$$W_\perp(z) = \frac{B(z)}{B(M)} W_\perp(M) \tag{2}$$

Die Anwendung des Energiesatzes liefert

$$\frac{1}{2}mv_\parallel^2(z) + W_\perp(z) = W_\perp(M) \tag{3}$$

Unter Berücksichtigung von (2) folgt

$$v_\parallel^2(z) = v_\perp^2(M) \left(1 - \frac{B(z)}{B(M)}\right) \tag{4}$$

Aus (1) und (4) ergibt sich

$$N_e(z) = \frac{C}{v_\perp(M)} \frac{1}{\left(1 - \frac{B(z)}{B(M)}\right)^{1/2} \cdot r^2(z)} \tag{5}$$

wobei $C/v_\perp(M)$ eine Konstante ist. Sie läßt sich leicht bestimmen, da $N_e(O)$, die Dichte in der Flaschenmitte gemessen werden kann. Man erhält schließlich:

$$N_e(z) = \frac{r^2(O)}{r^2(z)} \frac{(1 - \frac{B(O)}{B(M)})^{1/2}}{(1 - \frac{B(z)}{B(M)})^{1/2}} \cdot N_e(O) \qquad (6)$$

$r^2(z)$ läßt sich eliminieren, denn für die Flasche gilt in sehr guter Näherung, was übrigens auch durch Messungen belegt werden konnte,

$$r^2(z) \cdot B(z) = \text{const} = r^2(O) \cdot B(O)$$

d. h. $\frac{r^2(O)}{r^2(z)} = \frac{B(z)}{B(O)}$

Damit folgt aus Gleichung (6)

$$N_e(z) = \frac{B(z)}{B(O)} \left(\frac{B(M) - B(O)}{B(M) - B(z)}\right)^{1/2} \cdot N_e(O) \qquad (7)$$

Die radialen Verluste sind zwar für die axiale Dichteverteilung nicht berücksichtigt worden, sie erzeugen aber eine radiale Dichteverteilung, die im Falle normaler ambipolarer Diffusion quer zum Magnetfeld durch ein Bessel-Profil beschrieben wird. Für die weitere Rechnung wurde dieses einmal durch ein Parabel- zum anderen durch ein Cosinusprofil ersetzt. Die sich ergebenden Unterschiede waren sehr klein. Damit ist die Dichteverteilung in der Flasche bestimmt.

Nimmt man ein konkretes radiales Profil an, so läßt sich mit Hilfe von Gl. (7) zu jeder vorgegebenen Dichte N_e und jedem Ort z auf der Flaschenachse der zugehörige Radius r bestimmen. Die Gleichungen (8) und (9) geben diesen Zusammenhang für ein Parabel- bzw. Cosinusprofil an

$$r = R \left(\frac{B(O)}{B(z)}\right)^{1/2} \cdot \left(1 - \frac{N_e}{N_{eo}} \frac{B(O)}{B(z)} \left(\frac{B(M) - B(z)}{B(M) - B(O)}\right)^{1/2}\right)^{1/2} \quad \text{Parabel} \quad (8)$$

$$r = R \left(\frac{B(O)}{B(z)}\right)^{1/2} \cdot \frac{2}{\pi} \cdot$$

$$\cdot \arccos \left(\frac{N_e}{N_{eo}} \frac{B(O)}{B(z)} \left(\frac{B(M) - B(z)}{B(M) - B(O)}\right)^{1/2}\right) \quad \text{Cosinus} \quad (9)$$

R ist der Radius in der Flaschenmitte und N_{eo} die maximale Dichte (auf der Achse) in der Flaschenmitte. Mit Hilfe einer der beiden Beziehungen (8) oder (9) kann man sehr leicht Flächen gleicher Dichte bestimmen. Die Form des Magnetfelds ist durch

$$r^2(z) \cdot B(z) = R^2 \cdot B(O)$$

gegeben.

Somit lassen sich auch die Winkel zwischen Magnetfeldnormalen und Dichtegradienten zu jedem vorgegebenen z und N_e ermitteln.

Literaturverzeichnis

[1] C. R. Skipping, M. E. Oakes, H. Schlüter; Phys. of Fluids 12, 1886 (1969)

[2] M. Krämer; Dissertation Ruhr-Universität Bochum, 1974

[3] B. Heinrich; Dissertation Ruhr-Universität Bochum, in Vorbereitung

[4] R. Babu, B. Lammers, H. Schlüter; Z. Naturforsch., 27a, 930 (1972)

[5] B. Lammers; Dissertation Ruhr-Universität Bochum, 1974

[6] D. Leppert; Diplomarbeit Ruhr-Universität Bochum, in Vorbereitung

[7] U. Oberlack; Dissertation Ruhr-Universität Bochum, in Vorbereitung

[8] K. N. Stepanov; 9^{th} Conf. on Phenomena in Ionized Gases, 515, Bukarest (1969)

[9] M. A. Uman; Introduction to Plasma Physics, McGraw-Hill, 1964

[10] W. R. Thomson; An Introduction to Plasma Physics, Pergamon Press

[11] T. H. Stix; The Theory of Plasma Waves, McGraw-Hill, 1962

[12] V. D. Demidov, D. A. Frank-Kamenetskii, V. L. Yakimenko; Sov.Phys.-Techn.Phys. 7, 875 (1963)

[13] M. E. Oakes, H. Schlüter; Ann.Phys. (N.Y.) 35, 396 (1965)

[14] R. Babu, H. Schlüter, Z. Naturforsch. 26a, 856 (1971)

[15] P. E. Vandenplas, A. M. Messeaen, J.-L. Montfort, J. J. Papier; Plasma Phys. 12, 391 (1970)

[16] T. H. Stix; The Theory of Plasma Waves, McGraw-Hill, 1962

[17] D. A. Frank-Kamenetskii, Vorlesungen über Plasmaphysik, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, 1967

[18] B. V. Galaktinov, V. E. Golant, A. D. Piliya, O. N. Shcherbinin; Sov.Phys.-Techn.Phys., 14, 721 (1969)

[19] L. A. Arzimowitsch, Gesteuerte thermonukleare Reaktionen, Akademie-Verlag Berlin 1965

[20] G. L. Ragan; Micorwave Transmission Circuits, Lexington 1964

[21] M. A. Heald, C. B. Wharton, Plasma Diagnostics with Microwaves, John Wiley + Sons Inc., 1965

Lebenslauf

Am 3. 5. 1938 wurde ich als Sohn des Redakteurs Gisbert Glomski und seiner Frau Helene Glomski, geb. Warstat in Dortmund-Hörde geboren. Nach dem Besuch der dortigen Volksschule von 1945 bis 1949 besuchte ich bis 1956 das Humboldt-Gymnasium in Dortmund. Nach einer zweijährigen Lehre als Elektriker, besuchte ich erneut das Humboldt-Gymnasium. Hier bestand ich 1961 die Reifeprüfung und studierte im Anschluß daran in Freiburg und Bochum Mathematik, Physik und Wirtschaftswissenschaften. 1970 schloß ich mein Studium in Bochum mit der Diplomprüfung in Physik ab. Seitdem bin ich am Lehrstuhl II des Instituts für Experimentalphysik der Ruhr-Universität Bochum tätig.